



**Recherche d'un comportement critique dans la
fragmentation du projectile dans la reaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ a
50 MeV/a**
J. Benlliure

► **To cite this version:**

J. Benlliure. Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la reaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ a 50 MeV/a. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Universitat de Valencia, 1995. Français. NNT: . in2p3-00010208

HAL Id: in2p3-00010208
<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010208>

Submitted on 21 Dec 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

VL

1+2



FR9601307

GRANIL-T-95-02

Université de Valencia

THESE

présentée

par

José BENLLIURE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE VALENCIA
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

sujet :

**RECHERCHE D'UN COMPORTEMENT CRITIQUE DANS LA FRAGMENTATION
DU PROJECTILE DANS LA RÉACTION Xe+SN À 50 MeV/A**

soutenue le 21 Mars 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	M. BARRANCO	Président
Monsieur	X. CAMPI	
Monsieur	J. FERRERO	
Madame	C. HERNANDEZ	
Monsieur	F. SAINT-LAURENT	

Directeur :

Monsieur	Gérard AUGER
Monsieur	José DIAZ

UNIVERSITÉ DE VALENCIA

THÈSE

présentée

par

Jose BENLLIURE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE VALENCIA

Spécialité : PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Sujet :

**Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation
du projectile dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A**

Soutenue le 21 mars 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	M. BARRANCO
Monsieur	X. CAMPI
Monsieur	J. FERRERO
Madame	C. HERNANDEZ
Monsieur	F. SAINT-LAURENT

Remerciements.

Ce mémoire de thèse doctorale est le résultat de trois années de travail avec le groupe INDRA de GANIL. Même si très souvent ce n'est pas explicité dans le manuscrit, ce travail n'aurait pas pu être mené à bien sans l'aide désintéressée et souvent anonyme de beaucoup de personnes.

Tout d'abord je veux exprimer ma reconnaissance aux membres de l'équipe INDRA au GANIL pour m'avoir accepté parmi eux et pour avoir su vaincre toutes les difficultés que nous avons rencontrées pendant la réalisation et l'analyse des premières expériences. Plus précisément, je veux remercier Jean-Pierre Wieleczko pour la confiance qu'il a toujours manifestée envers moi et pour les innombrables heures de discussion que nous avons eues, dont le fruit constitue une grande partie de ce mémoire. Je veux aussi et surtout le remercier pour m'avoir offert pendant ces années plus que de la physique. Je voudrais également remercier Gérard Auger pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse et spécialement pour son soutien et sa collaboration pendant la réalisation de ce mémoire. Je ne peux pas oublier Abdou Chbihi qui a été le premier à m'offrir son aide et avec qui j'ai toujours été lié par une sorte de complicité méditerranéenne. Finalement, je veux mentionner François Saint-Laurent et le remercier pour son soutien inconditionnel et son amitié, ainsi que pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse.

Je n'aurais pas pu réaliser ce travail sans la participation de tous les membres de la collaboration INDRA qui m'ont appris le difficile art de travailler au sein d'une grande équipe. Ils m'ont aussi appris à toujours être critique vis à vis de mon travail. Plus spécialement je veux remercier Eric Plagnol pour l'intérêt constant qu'il a porté sur mon travail et pour sa disponibilité de tout les instants. Je veux mentionner aussi Jean-François Lecolley qui a toujours laissé ouverte la porte de son bureau pour moi.

Je tiens aussi à remercier Messieurs Xavier Campi et Hubert Krivine pour toutes les discussions que nous avons eues ensemble et qui m'ont servi à considérablement améliorer ce travail. Je voulais aussi spécialement

remercier Xavier Campi pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse et d'en avoir été le rapporteur pour les versions espagnole et française.

Egalement je remercie José Díaz d'avoir accepté d'être mon responsable de thèse pour l'Université de Valencia, et José Lorenzo Ferrero, Manuel Barranco et Carmen Fernández pour avoir accepté de juger ce travail.

Je ne veux pas oublier dans mes remerciements la Direction du GANIL pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire pour la réalisation de ce travail.

Je suis aussi très reconnaissant à tous ceux qui m'ont aidé dans la correction des fautes d'orthographe et de français du manuscrit : Bertrand, Jean Marc, Marielle et plus particulièrement François Saint-Laurent pour tout le temps qu'il a passé dans les dernières semaines à corriger ce mémoire.

Mais si le résultat de ces trois années de travail est important, je considère comme aussi importante l'amitié qui s'est nouée avec tous ceux qui ont partagé avec moi ces dernières années et qui ont su rendre plus chaleureux mon séjour dans un pays froid et pluvieux. Merci à Amine, Bernd, Bertrand, Carlos, Cristina, David, Jean-Marc, Marielle, Marion, Mylène, Olivier, Patricia, Philippe, Xavier. Un merci spécial à Nathalie pour son amitié et son aide dans la réalisation de ce travail et à Maria et Alfio "la mia famiglia italiana".

"Por último considero especialmente importante la amistad de todos aquellos para los que la distancia y el tiempo no ha sido un obstáculo insalvable, gracias a todos ellos".

La personne qui a mérité les dernières lignes de ces remerciements est sans aucun doute Lola pour tout ce qu'elle a fait et qu'elle continue à faire pour moi. "Gracias Lola".

Caen le 29 Avril 1995

A mis padres.

Table des matières

1 Réactions de multifragmentation en collisions d'ions lourds.	1
1.1 Introduction.	1
1.2 Généralités sur les mécanismes de réaction et de désexcitation.	2
1.2.1 Théories de multifragmentation.	4
1.3 Transitions de phase dans la multifragmentation des ions lourds.	7
1.4 La théorie de la percolation	9
1.4.1 Exposants critiques et théorie de "scaling".	11
1.4.2 Application de la théorie de percolation à l'étude de la fragmentation d'ions lourds.	13
1.4.3 Principaux résultats expérimentaux	15
1.5 Etude de la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ aux énergies intermédiaires.	17
2 Dispositif expérimental.	19
2.1 Introduction.	19
2.2 Le système d'accélération du GANIL.	20
2.3 Le multidétecteur INDRA.	22
2.3.1 Caractéristiques générales.	22
2.3.2 Géométrie du détecteur.	27
2.3.3 Description des modules de détection.	31
2.3.4 Caractéristiques principales de l'électronique.	36
2.3.5 Acquisition des données.	40
3 Identification et étalonnage des produits de la réaction.	41
3.1 Introduction.	41
3.2 Identification des particules et des fragments avec INDRA.	42
3.2.1 Identification des particules à partir de leur perte d'énergie.	42
3.2.2 Identification de particules avec un détecteur scintillateur.	43
3.3 Étalonage des particules et des fragments.	45

3.4	Identification des particules légères.	46
3.4.1	Nouvelle matrice d'identification.	47
3.4.2	Localisation automatique des lignes de charge dans une matrice d'identification.	50
3.4.3	Algorithme d'identification.	53
3.4.4	Identification de la détection multiple produite par des particules légères.	54
3.5	Cohérence de l'identification.	56
3.5.1	Cohérence Si-CsI.	57
3.5.2	Identification de la détection multiple produit par une particule légère et un fragment lourd.	58
3.6	Pollution des neutrons dans l'identification des particules légères. . .	60
3.6.1	Interaction des neutrons avec un cristal de Iodure de Césium. . .	61
3.6.2	Simulation de l'interaction des neutrons avec un cristal d'Iodure de Césium.	62
3.6.3	Analyse des données expérimentales.	63
4	Caractéristiques générales de la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A.	71
4.1	Introduction.	71
4.2	Efficacité de détection d'INDRA.	71
4.3	Description de la réaction en fonction des distributions de multiplicité des particules détectées.	75
4.4	Analyse cinématique de la réaction.	78
4.4.1	Caractéristiques des collisions candidates à produire une réaction de fusion.	79
4.4.2	Caractéristiques des collisions binaires.	80
4.5	Conclusion de l'analyse globale de la réaction.	82
5	Analyse du projectile résultant de collisions binaires.	85
5.1	Introduction.	85
5.2	Reconstruction du projectile.	85
5.2.1	Efficacité de détection du projectile avec INDRA.	86
5.2.2	Sélection des fragments ($Z \geq 3$) associés au projectile.	87
5.2.3	Sélection des particules légères associées au quasi-projectile. . .	89
5.2.4	Calcul de l'erreur commise pendant la reconstruction du quasi-projectile.	91
5.2.5	Caractéristiques du quasi-projectile.	93

5.3	Description du mécanisme de la réaction.	98
5.4	Détermination de l'énergie d'excitation.	103
5.4.1	Détermination du nombre de neutrons émis en utilisant un modèle de désexcitation séquentielle.	103
5.4.2	Détermination du nombre de neutrons émis par reconstitution de la masse du projectile.	104
5.4.3	Distribution de l'énergie d'excitation.	105
5.5	Caractéristiques du projectile en fonction de son énergie d'excitation.	106
5.6	Analyse des spectres de particules légères émises par le projectile. . .	109
6	Étude de la distribution en charge du projectile.	113
6.1	Introduction.	113
6.2	Étude des distributions de charge.	113
6.3	Caractéristiques des fragments émis par le quasi- projectile.	116
6.3.1	Multiplicité des fragments émis.	116
6.3.2	Corrélations en charge entre les fragments.	117
6.4	Analyse des moments de la distribution de charge.	121
6.5	Simulation d'un processus de percolation nucléaire.	123
6.6	Interprétation des résultats obtenus.	125
6.7	Analyse des fluctuations dans la distribution de charge.	128
6.8	Recherche des effets de taille finie dans la multifragmentation nucléaire.	130
7	Conclusions et perspectives.	135
A	Caractéristiques du système Xe+Sn.	141
B	Simulation d'un processus de désexcitation statistique séquentielle : GENEVE.	143
B.1	Introduction.	143
B.2	Modèle du mécanisme de réaction.	143
B.2.1	Émission de particules de prééquilibre.	144
B.2.2	Probabilité de fusion.	144
B.2.3	Bilan en énergie et moment angulaire.	144
B.3	Modèle de désexcitation.	145
B.4	Simulation d'INDRA.	146
C	Détermination du paramètre d'impact.	147

Liste des figures

1.1	Evolution des mécanismes de désexcitation en fonction de l'énergie d'excitation.	3
1.2	Diagramme de phases de la matière nucléaire.	8
1.3	Exemple de percolation dans un réseau de dimensions 20x20.	10
1.4	Moment d'ordre deux de la distribution de taille des agrégats.	15
2.1	Schéma du GANIL.	23
2.2	Probabilité d'avoir une détection multiple.	27
2.3	Module de détection d'INDRA.	26
2.4	Vue en perspective d'INDRA.	28
2.5	Image des couronnes 4 et 5 d'INDRA.	30
2.6	Structure mécanique d'INDRA	31
2.7	Chambres d'ionisation des couronnes 8-12 d'INDRA.	33
2.8	Schéma de l'électronique d'INDRA.	37
3.1	Matrices d'identification.	44
3.2	Matrices d'identification des particules légères.	48
3.3	Localisation automatique des lignes de charge.	52
3.4	Identification des particules légères.	55
3.5	Simulation de la détection multiple.	56
3.6	Pourcentage de détection multiple dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A.	60
3.7	Probabilité d'interaction des neutrons avec un CsI.	64
3.8	Simulation de l'interaction des neutrons avec un CsI.	65
3.9	Efficacité de détection des neutrons avec INDRA.	66
3.10	Multiplicité des neutrons détectés avec INDRA.	66
3.11	Proportion entre le nombre des neutrons et des protons détectés.	67
3.12	Distributions angulaires des neutrons et des protons.	68
4.1	Multiplicité et impulsion détectée.	73
4.2	Distributions de multiplicité de la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A.	76

4.3	Charge du plus gros fragment détecté en fonction de sa vitesse.	78
4.4	Intervalle de multiplicité couvert par les réactions binaires et de fusion.	80
4.5	Représentation $V_{rel}-V_{ }$ des fragments.	81
5.1	Simulation de la détection du projectile.	86
5.2	Représentation $Z_{det}-V_{ }$	88
5.3	$V_{par} - V_{per}$ des alphas.	90
5.4	Exemple de reconstitution des particules émises par le projectile.	92
5.5	Calcul d'erreur dans la reconstitution du projectile.	94
5.6	Impulsion et multiplicité du projectile.	95
5.7	Caractéristiques du projectile en fonction de sa multiplicité.	97
5.8	Evolution de la charge du projectile, de la cible et du noyau in- termédiaire.	99
5.9	Calcul BUU sur le mécanisme de réaction.	102
5.10	Estimation de la masse des fragments.	105
5.11	Détermination du nombre des neutrons émis à chaque événement.	106
5.12	Distribution d'énergie d'excitation du projectile.	107
5.13	Caractéristiques du projectile en fonction de son énergie d'excitation.	108
5.14	Evolution des spectres des protons et des alphas avec l'énergie d'excitation.	110
5.15	Evolution des paramètres de pente des spectres des protons et des alphas en fonction de l'énergie d'excitation.	111
6.1	Distribution de charge du quasi-projectile.	114
6.2	Paramétrisation de l'évolution des distributions de charge.	115
6.3	Evolution de Z_{max} et de M_{fmi} en fonction de la multiplicité totale.	116
6.4	Evolution de l'asymétrie de charge en fonction de la multiplicité.	118
6.5	Diagrammes de Dalitz représentant l'asymétrie de charge.	120
6.6	Moments M_2 et γ_2 de la distribution de charge.	122
6.7	Dépendance de la multiplicité d'agrégats en fonction du paramètre de percolation q	125
6.8	Comparaison des moments M_2 et γ_2 avec les prédictions de différents calculs.	126
6.9	Comparaison des prédictions de différents calculs théoriques avec les résultats expérimentaux.	127
6.10	Fluctuations des distributions de charge.	129
6.11	Effets de taille finie dans les distributions de charge.	131

6.12 Effets de taille finie dans la distribution de charge du plus gros résidu du quasi-projectile.	133
6.13 Effets de taille finie dans la distribution de multiplicité des fragments du quasi-projectile.	134
C.1 Relation entre le paramètre d'impact et la multiplicité.	148

Liste des tableaux

2.1	Paramètres de la géométrie d'INDRA.	29
2.2	Épaisseurs des détecteurs de CsI et phoswich.	35
2.3	Nombre de détecteurs et voies électroniques associées à chacun. . . .	36
3.1	Pourcentage de détection multiple de particules légères.	57
3.2	Pourcentages de détections multiples identifiées pour différents systèmes et conditions de détection.	59
3.3	Principales réactions d'interaction entre un neutron et les noyaux d'un cristal de CsI.	61
A.1	Caractéristiques du projectile dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A. .	141
A.2	Caractéristiques de la cible dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A. . .	141
A.3	Caractéristiques de la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A.	141

Chapitre 1

Réactions de multifragmentation en collisions d'ions lourds.

1.1 Introduction.

L'accélération des ions lourds aux énergies supérieures à celles de la barrière coulombienne permet de produire des réactions dans lesquelles on dissipe une grande quantité d'énergie et la structure des participants est modifiée. Avec ces réactions il est possible d'étudier la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité et de température, très différentes de celles de son état fondamental.

Actuellement il existe plusieurs modèles théoriques qui essaient de décrire les mécanismes de réaction présents dans ce type de collisions ainsi que les processus de désexcitation de la matière nucléaire formée dans ces collisions. Cette désexcitation se produit par l'émission de neutrons, de photons, de particules légères ($Z \leq 2$) et des fragments ($Z \geq 3$). Au niveau théorique ces processus sont décrits par des modèles faisant intervenir la dynamique de la collision [Gre87] et l'émission statistique de particules [Wei37].

D'un point de vue expérimental, l'étude de ce type de réactions nécessite de détecter tous les produits de la réaction (particules légères et fragments), à partir desquels on pourra reconstituer la réaction dans son état initial. Si l'on veut que cette reconstitution soit la plus fiable possible il faudra utiliser un dispositif expérimental capable de détecter, d'identifier et de mesurer l'énergie de tous les fragments produits à chaque réaction. L'utilisation d'un dispositif expérimental avec une grande couverture angulaire ($\approx 4\pi$ stéradians), une granularité importante et des seuils de détection faibles est donc indispensable. Ces critères ont guidé la construction du détecteur INDRA [Pou94], qui est opérationnel au GANIL depuis Mars 1992.

L'objectif de ce travail est l'étude expérimentale des mécanismes de réaction et la désexcitation des noyaux chauds formés dans les collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires ($10 - 100 \text{ MeV/A}$). Nous nous focaliserons dans l'étude des distributions de charge des fragments émis pendant la réaction, et comment ces distributions de charge peuvent nous donner la signature d'un comportement critique de la matière nucléaire chaude similaire à celui prédit par les modèles de transition liquide-gaz [Fis67].

Dans ce première chapitre nous ferons une description rapide des principaux mécanismes de réaction et des théories qui décrivent ces collisions. Nous analyserons plus en détail la théorie de la percolation et les méthodes d'analyse des distributions de charge proposées par X. Campi [Cam88] pour mettre en évidence l'existence d'un possible comportement critique dans ce type de réactions.

Dans le deuxième et le troisième chapitre nous décrirons le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour faire cette étude, ainsi que les techniques d'identification et d'étalonnage des produits de la réaction. Ensuite nous justifierons le fait d'utiliser le projectile résultant des collisions binaires pour cette étude. Finalement nous étudierons les distributions de charge des particules et des fragments émis par le projectile, et nous les comparerons aux résultats obtenus avec des modèles théoriques.

1.2 Généralités sur les mécanismes de réaction et de désexcitation.

Les mécanismes de réaction présents dans les collisions entre ions lourds dépendent principalement de l'énergie incidente du projectile et du paramètre d'impact de la réaction. A basse énergie ($\leq 10 \text{ MeV/A}$) les collisions entre ions lourds sont principalement de type collectif tandis que pour les grands énergies ($\geq 100 \text{ MeV/A}$), les mécanismes prédominants font intervenir les collisions nucléon-nucléon. Aux énergies intermédiaires on attend une compétition entre ces deux mécanismes.

On distingue en général deux types de réactions en voie d'entrée en fonction du paramètre d'impact de la collision:

1. Réactions de diffusion élastique ou inélastique avec transfert de matière entre le projectile et la cible dans ce dernier cas. Ce type de réaction se produit dans des collisions avec grand paramètre d'impact et elle se caractérise par la création de deux fragments qui gardent une certaine mémoire du système initial (projectile-cible).

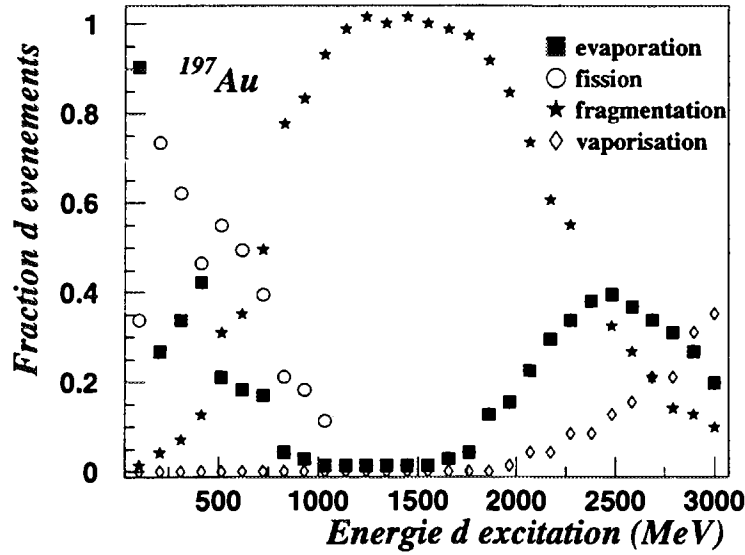


Figure 1.1: Exemple d'un calcul théorique où on montre la fraction d'événements correspondants aux différents canaux de désexcitation d'un noyau d'or en fonction de l'énergie d'excitation, obtenue avec un modèle de multifragmentation statistique [Gro93].

2. Réactions conduisant à une seule source (fusion). Ces réactions se produisent pour de petits paramètres d'impact et le projectile et la cible fusionnent en produisant un noyau composé d'une énergie d'excitation donnée proportionnelle à l'énergie dissipée dans la collision.

En outre, pour des grandes énergies incidentes, un modèle de type participant-spectateur [Wes76] prédit la formation d'une zone intermédiaire dans la région de superposition entre le projectile et la cible. Dans ce cas, après la collision on aura une source constituée par des nucléons provenant de la cible et du projectile qui se déplace à la vitesse du centre de masse de la réaction. La taille de cette source dépend, dans ce modèle, du paramètre d'impact de la réaction.

Les noyaux qui ont été formés lors de la collision avec des énergies d'excitation importantes, se désexcitent suivant des modes liés à l'énergie disponible. La figure 1.1 montre un exemple d'un calcul théorique de différents modes de désexcitation d'un noyau d'Au [Gro93]. [Gre87].

A basse énergie le noyau composé se désexcite par évaporation de particules ou en fissionnant en deux fragments de masse similaire. Ce mécanisme peut s'expliquer à partir d'un modèle d'émission statistique des particules [Wei37]. A grande énergie

le noyau composé se désintègre complètement sous forme de particules légères (vaporisation). Théoriquement cette désexcitation peut s'expliquer à partir d'un modèle de collision nucléon-nucléon (cascade intranucléaire).

Un troisième mécanisme se manifeste à des énergies intermédiaires. Ce troisième mécanisme consiste dans la dissociation du noyau en plusieurs fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$). Ce processus est connu sous le nom de multifragmentation.

L'étude expérimentale des réactions de multifragmentation peut se diviser en deux étapes:

1. Une première étape consiste à décrire les noyaux résultant de la collision à partir de variables qui le caractérisent, comme la masse, la charge, le moment angulaire et l'énergie d'excitation. La détermination expérimentale de ces variables n'est pas toujours évidente parce que quelques-unes d'entre elles ne peuvent pas être mesurées de façon directe.
2. Une fois que l'on a caractérisé le noyau émetteur, on peut essayer de tirer des informations liées au mécanisme de désexcitation. Entre autres:
 - déterminer les temps d'émission à l'aide de corrélations d'angle ou de vitesse relative entre les fragments émis.
 - mettre en évidence des effets de compression par l'étude des spectres d'énergie des particules émises qui sont reliées à la densité de la matière nucléaire formée lors de la collision.

Plusieurs groupes de recherche ont mis en évidence l'existence d'un mode de désexcitation des noyaux chauds par l'émission de plusieurs fragments de taille intermédiaire [Abo93]. Mais les résultats existants ne sont pas encore concluants sur le mécanisme responsable de ce type de désexcitation. Ainsi il existe des résultats expérimentaux qui montrent la multifragmentation comme un processus instantané [Lop93], tandis que d'autres résultats sont plus en accord avec une image d'émission séquentielle des fragments [Rou93], [Mor94].

1.2.1 Théories de multifragmentation.

La multifragmentation apparaît dans des réactions violentes où il y a une dissipation importante d'énergie et où le noyau résultant atteint des énergies d'excitation entre 8 et 15 MeV/A. Dans certains types de réaction les effets de compression sont assez importants pour arriver à des densités moyennes deux ou trois fois supérieures à la densité de la matière nucléaire normale. C'est pour ça que ces collisions sont un outil

important pour l'étude de la matière nucléaire dans des conditions très différentes de celles de son état fondamental.

De manière générale, les modèles de multifragmentation peuvent se diviser en deux catégories. Ainsi, il est possible de distinguer entre les modèles statistiques, qui supposent la formation d'un noyau équilibré et les modèles qui utilisent une description dynamique de la réaction où le noyau résultant n'arrive pas nécessairement à l'équilibre.

L'émission de fragments à partir du noyau résultant de la collision peut s'expliquer à partir d'un modèle de désexcitation binaire séquentielle lorsque l'énergie du système est assez grande pour permettre l'émission d'un fragment. Mais les hypothèses de ce modèle ne se vérifient pas dans un processus de multifragmentation où les temps d'émission sont incompatibles avec un processus séquentiel. Pour cette raison beaucoup des modèles statistiques prennent en compte la possibilité d'avoir une désexcitation vers un état final où différents fragments sont produits dans un volume déterminé et en équilibre statistique les uns avec les autres[Gro93].

Ces modèles décrivent uniquement la distribution de fragments en équilibre après la fragmentation, mais ils n'expliquent pas comment est produite la transition entre l'état initial constitué par un noyau en équilibre et la distribution finale des fragments.

A partir d'une transition de phase du type liquide-gaz on peut comprendre cette évolution. Cette approche considère les noyaux comme un ensemble de gouttes de matière nucléaire dont l'évolution est gouvernée par une équation d'état. Si l'on considère une représentation pression-densité de l'équation d'état de la matière nucléaire infinie [Sau76], les isothermes montrent l'évolution d'un noyau formé lors d'une collision entre ions lourds. Dans cette représentation, pour des températures supérieures à une valeur critique T_c , la courbe $p = f(\rho, T)$ augmente avec la densité, et la matière est stable pour toutes les densités. En dessous de T_c , il existe un intervalle de densité $[\rho_g(T), \rho_l(T)]$ dans lequel la matière présente un comportement gazeux pour $\rho_g(T)$ et un comportement liquide pour $\rho_l(T)$. La région où $dp/d\rho \leq 0$ est nommée région spinoidale. Lorsqu'un système traverse cette région il devient mécaniquement instable, c'est à dire que toute perturbation du système, qui normalement devrait s'atténuer dans la matière nucléaire à densité normale, est dans ce cas amplifiée. Ainsi, une fluctuation de la densité peut augmenter jusqu'à être aussi élevée que la valeur de la densité du système. À ce moment le système fragmente. Si on considère ce modèle, une réaction de multifragmentation peut s'expliquer en supposant que le système produit après la collision entre ions lourds un noyau ini-

tialement chaud et compressé qui se dilate et entre alors dans la région spinoidale, dans laquelle les fluctuations s'amplifient et conduisent à la fragmentation [Bert83]. De cette façon le mécanisme de multifragmentation est directement mis en relation avec l'équation d'état de la matière nucléaire.

Cette explication du processus de multifragmentation qui s'appuie sur une transition de phase a été l'origine de l'emploi d'autres modèles qui ont comme point commun l'existence d'une transition similaire. Parmi eux, le modèle de percolation [Cam88], a connu un succès remarquable car en partant des hypothèses très simples il a obtenu des résultats surprenants en ce qui concerne la prévision des distributions de taille des fragments produits dans les réactions de multifragmentation.

Il est également possible de décrire les réactions entre ions lourds à partir des modèles dynamiques. Ces modèles se basent sur des calculs quantiques du type *TDHF* (*time dependent Hartree-Fock*) [Neg82]. Néanmoins, la difficulté de ces calculs a obligé à développer différentes approches semi-classiques de *TDHF* (équation de Boltzmann).

Ce type d'équation est utilisé à basse énergie, où l'effet du champ moyen nucléaire est dominant. Par contre à grande énergie les effets dus aux collisions nucléon-nucléon prédominent. A ces énergies sont utilisées des calculs de cascade intranucléaire (collisions semi-classiques entre nucléons) [Cug85].

Aux énergies intermédiaires, il existe une compétition entre les effets du champ moyen et l'interaction nucléon-nucléon. Dans ce cas on utilise une équation de Boltzmann à laquelle on ajoute un terme de collision [Bert88] qui tient compte du principe d'exclusion de Pauli et où le champ moyen est paramétrisé à partir d'une force de Skyrme. La difficulté à résoudre cette équation a conduit à l'emploi de différentes méthodes numériques qui donnent des solutions approchées. Parmi ces méthodes les plus connues sont : Boltzman-Uehling-Uhlenbeck (BUU) [Bert84], Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (VUU) [Aic86] et Landau-Vlasov (LV) [Gre87].

Ces théories sont capables de décrire d'une façon assez précise les premières étapes de la collision (émission des particules de prééquilibre et formation d'un système composite). Mais elles présentent deux désavantages. D'une part elles considèrent uniquement des densités à un corps et d'autre part elles ne traitent pas des fluctuations qui comme nous l'avons déjà dit jouent un rôle essentiel pour expliquer un phénomène de multifragmentation.

Les nouveaux modèles qui utilisent l'équation de Boltzmann incluent un traitement de ces fluctuations [Aic86].

Il est possible de parler de deux types d'instabilités qui produisent une multi-

fragmentation, les instabilités de volume et celles de surface. Les instabilités de volume se développent lorsque le système traverse la région spinodale dans laquelle il reste le temps suffisant pour amplifier les fluctuations. Les instabilités de surface sont reliées à la compétition entre la tension superficielle du noyau et l'énergie de répulsion coulombienne entre les protons qui le composent. Dans ce dernier cas on peut assimiler la multifragmentation à un processus de fission à plusieurs corps.

1.3 Transitions de phase dans la multifragmentation des ions lourds.

Dans une description thermodynamique de la matière nucléaire, l'énergie d'excitation va se manifester par des variables macroscopiques comme la densité de la matière nucléaire et sa température. Les valeurs de ces variables vont nous fournir des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire.

Des études récentes [Dea91], indiquent l'existence de deux transitions de phase dans la matière nucléaire pour différentes valeurs de densité et de la température. Aux énergies intermédiaires (1-10 MeV/A) la multifragmentation nucléaire peut s'expliquer comme une transition de phase d'ordre deux similaire à celle du type liquide-gaz, où la phase liquide correspond à un état d'agrégation de la matière nucléaire et la phase gazeuse représente la désagrégation de cette matière en nucléons [Sie83]. Aux énergies ultra relativistes (1-10 GeV/A) se produit une deuxième transition de phase qui correspond au déconfinement des quarks qui constituent les nucléons [Bay87].

La figure 1.2 représente un diagramme de phases de la matière nucléaire (densité-température). Dans ce diagramme l'état fondamental de la matière nucléaire est représenté par un point à température $T=0$ et densité $\rho = \rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Dans une phase de "liquide nucléaire", les noyaux excités aux énergies intermédiaires se situent autour de l'état fondamental [Mye66]. La ligne solide autour de l'état fondamental est appelée ligne spinodale. Elle sépare la phase liquide et la phase gazeuse de la matière nucléaire. A partir de cette ligne on ne distingue plus les deux phases jusqu'à arriver dans la région hadronique de la matière nucléaire. A plus grande densité et température on trouve une deuxième ligne qui représente la transition de phase due au déconfinement des quarks.

Aux énergies intermédiaires on peut distinguer expérimentalement les différentes phases de la matière nucléaire en observant le type de fragments émis par le système tout au long de sa désexcitation. Ainsi, quand l'énergie déposée dans les noyaux

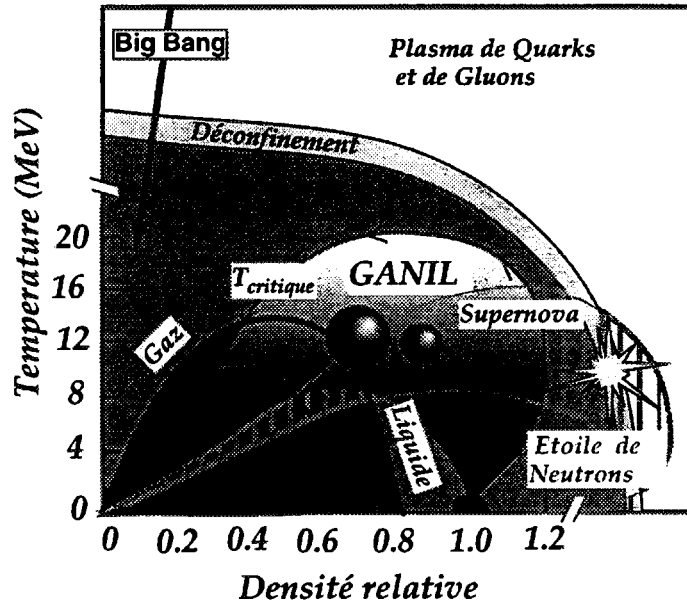


Figure 1.2: Diagramme de phases de la matière nucléaire.

résultant de la collision est plus petite que l'énergie de liaison entre les nucléons qui le constituent, nous pouvons décrire le système comme un liquide de nucléons. Ce système se désexcite de façon préférentielle par un processus de fission binaire ou d'émission de particules légères. Lorsque l'énergie du système augmente, de nouveaux canaux de désexcitation s'ouvrent, comme l'émission de fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$). On atteint alors le régime de désexcitation par multifragmentation. A ce moment, l'énergie dissipée dans la réaction est comparable à l'énergie de liaison entre les nucléons et on dit que le système traverse une transition de phase vers un état de gaz nucléaire.

Expérimentalement on peut caractériser cette transition à partir d'une saturation de la température quand l'énergie du projectile augmente. Dans la figure 1.2 on observe cette transition pour une température $T \approx 10 \text{ MeV}$ et une densité $\rho \approx \rho_0/3$ (densité de la matière nucléaire normale). Pour atteindre cette température il faut accélérer le projectile à des énergies comprises entre 30 et 100 MeV/A .

D'un point de vue théorique, il existe plusieurs modèles qui décrivent les processus de collision entre ions lourds en faisant intervenir une transition liquide-gaz de la matière nucléaire. L'origine de tous ces modèles est la théorie de condensation de Fisher [Fis67]. Cette théorie prédit la formation de gouttes dans un gaz qui condense à partir d'une transition de phase d'ordre deux. A la proximité du point critique de la transition, la distribution des tailles des gouttes formées suit la loi

$f(A) = A^{-\tau}$ (A =masse de la goutte, $\tau=2.5$ exposant critique de la transition.). Ce comportement se retrouve dans la théorie de la percolation.

1.4 La théorie de la percolation

La théorie de la percolation explique la propagation d'une propriété donnée ou d'une caractéristique à travers un système constitué d'un grand nombre d'éléments ayant une géométrie donnée [Stau79]. La propagation de cette caractéristique entre deux éléments voisins a un caractère aléatoire et est totalement indépendante de l'existence des autres éléments du système.

Les différentes possibilités d'occupation de l'espace géométrique considéré ainsi que les différents liens entre les constituants du système définissent deux types de percolation.

- Dans le premier cas, on parle d'un espace géométrique divisé en cellules qui peuvent être occupées ou vides en suivant un critère purement aléatoire . Ces modèles sont connus sous le nom de percolation de position.
- Pour le deuxième cas, on considère un système où les constituantes sont reliés avec leurs voisins les plus proches. Ces connexions peuvent être activées ou désactivées en suivant aussi un critère aléatoire . Ces modèles constituent la percolation de connexion.

La propagation d'un signal électrique à travers une grille en fonction du nombre de noeuds conducteurs, le filtrage de molécules gazeuses en fonction de la concentration d'atomes de carbone dans un filtre ou la propagation d'un feu en fonction de la densité des arbres et leur disposition, constituent des exemples de percolation.

Un exemple académique d'un système qui percole est celui d'une grille quadratique bidimensionnelle, où chacune des cellules qui la composent ont deux états possibles (occupé ou vide). Ces deux états sont établis selon un critère totalement aléatoire et indépendant de l'état des autres cellules. Ainsi le problème est totalement défini à partir de la géométrie du système dont la taille est déterminée par le nombre d'éléments qui le forment et par un paramètre p qui nous renseigne sur la probabilité d'occupation des cellules et qu'on nommera paramètre de percolation. Dans le cas de la figure 1.3 nous avons considéré un réseau de dimensions 20x20 où l'état du système est représenté pour des différentes valeurs de p . Tel qu'on peut l'observer, les cellules occupées peuvent être soit bien isolées de leurs voisines, soit former des ensembles que nous appellerons *agrégats*. Ainsi on définit un *agrégat*

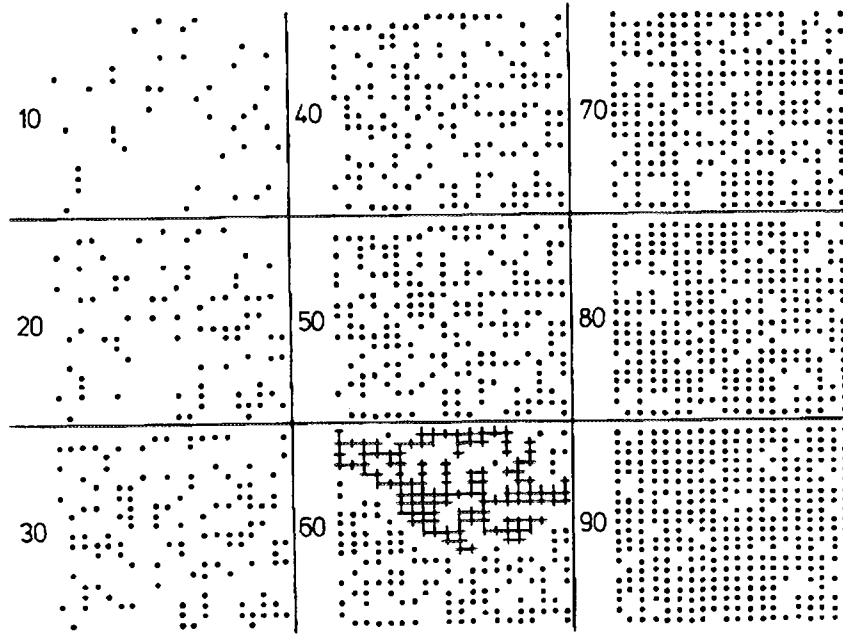


Figure 1.3: Exemple de percolation pour un réseau de dimensions 20×20 , pour $p=0.1, 0.2, \dots, 0.9$. Les cellules occupées sont représentées par des points. Pour $p=0.6$, les croix représentent l'agrégat qui s'étend sur tout le système.

comme un ensemble de cellules voisines occupées. La taille d'un *agrégat* est égale au nombre de cellules qui le forment.

Si on étudie l'évolution du système en fonction du paramètre de percolation (fig. 1.3), on peut voir que pour les valeurs de p proches de zéro, les *agrégats* formés sont de taille unité. Au contraire, pour des valeurs de p proches de l'unité, la presque totalité des cellules sont occupées et forment ainsi un seul *agrégat* qui occupe tout le réseau. Lorsqu'on observe l'évolution du système pour des valeurs de p entre ces deux cas extrêmes, nous pouvons voir que pour une valeur de $p = p_c$ ($p_c = 0.6$) l'*agrégat* s'étend tout au long du réseau. Ceci nous permet de différencier l'état du système pour $p \leq p_c$ et $p \geq p_c$. Cette différence représente une transition de phase pour laquelle le seuil de percolation p_c correspond au point critique de la transition.

Dans ce sens, nous pouvons affirmer que la percolation présente une transition de phase qui peut se définir comme le phénomène au travers duquel le système manifeste un changement qualitatif pour une valeur donnée d'un des paramètres qui le caractérisent, et uniquement si ce paramètre varie de façon continue. Même si cette transition de phase se manifeste clairement pour des systèmes de taille infinie, pour les systèmes de taille finie il est possible d'extrapoler ce comportement mais

en augmentant l'incertitude sur la position du point critique (*fig. 1.4*).

Nous avons vu qu'un des facteurs qui caractérisent la théorie de percolation est la géométrie employée pour simuler le système à étudier. Dans le cas des systèmes de grande taille, les exposants critiques qui caractérisent le système ne dépendent pas de la géométrie considérée [Stau92].

1.4.1 Exposants critiques et théorie de "scaling".

Le comportement d'un système aux alentours d'un point critique peut se décrire à partir des exposants critiques moyennant la relation:

$$\text{fonction d'état} \propto |\varepsilon|^{f(\text{exposants critiques})} \varepsilon = T - T_c, p - p_c \rightarrow 0 \quad (1.1)$$

Dans le cas de la percolation, la forme explicite de la fonction d'état près du point critique est donnée par la théorie de *scaling* [Sta71]. Les deux hypothèses de cette théorie sont:

1. A mesure que l'on s'approche du point critique p_c , la taille moyenne des *agrégats* augmente jusqu'à l'infini pour $p = p_c$ (singularité dans la fonction d'état)

$$\langle s \rangle \propto |p - p_c|^{-1/\sigma} \quad (1.2)$$

$\langle s \rangle$ étant la taille moyenne de l'*agrégat* et σ un exposant critique.

2. Le nombre d'*agrégats* de la même taille $n(s)$ décroît avec l'augmentation de la taille des *agrégats*.

$$n(s) \propto s^{-\tau} \quad (1.3)$$

Où τ est un autre exposant critique.

Pour déduire la forme explicite de la distribution de taille des *agrégats* (eq. 1.2), nous pouvons commencer par étudier un modèle de percolation unidimensionnel.

Pour cela considérons une chaîne constituée par un nombre infini de cellules. Deux cellules voisines peuvent être connectées ou non selon un critère aléatoire. Chacune des connexions entre cellules a une probabilité p d'être activée et une probabilité $1-p$ de ne pas l'être. Alors, le nombre moyen d'*agrégats* de taille s en fonction de la probabilité p d'activation d'une connexion entre deux cellules sera:

$$n_s(p) = p^{s-1}(1-p)^2 \quad (1.4)$$

Pour $p = 1$, toutes les cellules seront connectées, et la chaîne formera un seul *agrégat* infini. Pour des valeurs de $p \leq 1$, la chaîne contiendra, en valeur moyenne, $1 - p$ connexion inactive, et par conséquent il n'existera aucun *agrégat* qui s'étend tout au long du système. Donc, pour un modèle unidimensionnel, le seuil de percolation correspond à $p_c = 1$. Dans ce cas, le système ne présente aucune transition de phase puisque la région $p \geq p_c$ n'est jamais accessible. Néanmoins, nous pouvons affirmer que le système présentera un comportement similaire à celui observé par les systèmes de dimensions supérieures quand ils sont aux alentours du point critique. Cela nous permet d'écrire:

$$p \rightarrow p_c \quad p = 1 + p - p_c \approx e^{p-p_c} \quad (1.5)$$

Ainsi l'expression donnant le nombre moyen d'*agrégats* de taille s peut s'écrire comme:

$$n_s(p) \approx s^{-2}[(p - p_c)s]^2 e^{[(p-p_c)s]} \quad (1.6)$$

Cette expression peut se généraliser à:

$$n_s(p) \approx s^{-\tau} f[(p - p_c)s^\sigma] \quad (1.7)$$

Avec $\tau = 2$, $\sigma = 1$, $f(z) = z^2 e^z$ et $z = (p - p_c)s$

Une fois paramétrisé le comportement de la distribution des *agrégats* aux alentours du point critique, la détermination des exposants critiques pour ce point peut se réaliser à partir de l'étude des moments de la distribution de taille des *agrégats* définis par:

$$M_k \propto \sum_s s^k n(s)|_{sing} \quad (1.8)$$

Où \sum_s représente la somme sur les différentes tailles des *agrégats*. La partie singulière de la somme est équivalente à supprimer l'*agrégat* le plus grand de chacun des systèmes. Si on tient compte de l'équation 1.7 nous pouvons écrire l'expression explicite de M_k :

$$M_k \propto \sum_s s^k n(s)|_{sing} \approx \int_0^\infty s^k n(s) ds \quad (1.9)$$

Si on utilise le changement de variable $u = \varepsilon s^\sigma$ où $\varepsilon = |p - p_c|$:

$$M_k \propto \int_0^\infty s^{k-\tau} f(\varepsilon s^\sigma) ds = \varepsilon^{-\frac{k-\tau+1}{\sigma}} \int u^{-\frac{k-\tau+1}{\sigma}} f(u) \frac{du}{u} = C_k \varepsilon^{-\frac{k-\tau+1}{\sigma}} \quad (1.10)$$

Ce résultat montre que les moments M_k de la distribution de tailles des *agrégats* formés dans un système donné, divergent à la limite $p = p_c$ si:

$$k > \tau - 1 \quad (1.11)$$

Pour un modèle de percolation $2 \leq \tau \leq 2.5$. Les moments M_k de la distribution d'*agrégats* divergeront donc pour $k \geq 2$.

En partant des différents moments M_k , il est possible d'obtenir la valeur des exposants critiques de la percolation au point critique de la transition $p = p_c$:

$$\sum_s n(s)|_{sing} \propto |p - p_c|^{2-\alpha} \quad (1.12)$$

$$\sum_s s n(s)|_{sing} \propto |p - p_c|^\beta \quad (1.13)$$

$$\sum_s s^2 n(s)|_{sing} \propto |p - p_c|^{-\gamma} \quad (1.14)$$

L'équation 1.15 exprime la dépendance entre ces exposants.

$$\gamma + 2\beta = 2 - \alpha = \frac{\tau - 1}{\sigma} \quad (1.15)$$

1.4.2 Application de la théorie de percolation à l'étude de la fragmentation d'ions lourds.

La fragmentation nucléaire peut se décrire comme un processus de formation d'*agrégats* basée sur des critères purement de probabilité. Par analogie au modèle de percolation, nous pouvons considérer le noyau comme un ensemble d'éléments (nucléons) qui occupent des positions données dans l'espace ordinaire ou dans l'espace des phases. Nous pouvons, dans ce contexte, dire que les nucléons sont reliés entre eux moyennant des connexions actives. Ainsi, un noyau stable à température nulle aura toutes les connexions actives. Ces liaisons entre les nucléons voisins peuvent se comprendre si l'on considère la portée des forces nucléaires. Pour les collisions nucléaires nous pouvons considérer que le nombre de connexions actives décroît avec la violence de la collision (énergie incidente du projectile, paramètre d'impact, etc...). En fait, nous dirons que, pour les grandes valeurs du paramètre de percolation, le noyau se

désexcite par évaporation de particules. Par contre pour des valeurs plus petites de ce paramètre, le noyau se désexcite en émettant plusieurs *agrégats* (multifragmentation).

L'étude des moments M_k de la distribution de charge ou de masse des fragments produits dans un processus de fragmentation nucléaire, et la détermination expérimentale des valeurs des exposants critiques pour cette distribution, peuvent mettre en évidence l'existence d'un comportement critique de la fragmentation nucléaire. Il y a néanmoins deux raisons qui empêchent l'application directe des résultats obtenus avec un modèle de percolation dans un système nucléaire:

1. Les moments M_k de la distribution d'*agrégats* sont déterminés pour un type très particulier d'événements qui correspondent à une valeur de la probabilité p bien définie, non accessible expérimentalement. Expérimentalement, seule une partie des événements observés, qui ont connu un processus de fragmentation, correspondront à la fragmentation du système aux alentours d'un point critique. En fait dans avec ce modèle on ne considère pas certains aspects physiques de la désexcitation nucléaire comme la fission ou les effets coulombiennes.
2. Les noyaux sont des systèmes de taille finie pour lesquels les moments M_k des distributions de masses ne peuvent pas diverger.

Pour pallier ces inconvénients, X. Campi [Cam88] a proposé de faire une analyse événement par événement des moments M_k^i des distributions de charge des fragments. Selon cette analyse chaque événement i aura un moment M_k^i défini par:

$$M_k^i = \sum_{A_f} A_f^k n^i(A_f) \quad (1.16)$$

Où $n^i(A_f)$ est le nombre de fragments de masse (ou charge) A_f produits pour l'événement i . La somme porte sur tous les fragments du système sauf pour le plus grand détecté dans l'événement i . Le moment $M_k(n)$, pour une valeur de la multiplicité n , sera la valeur moyenne des M_k^i de tous les événements ayant cette multiplicité. De cette façon nous obtenons une corrélation entre la multiplicité d'événements et la valeur p de la probabilité correspondant au même événement. Dans la figure 1.4 nous montrons la corrélation entre le moment M_k de la distribution de charge et la multiplicité des événements pour des systèmes de taille différente. Nous constatons que les systèmes finis conservent le même comportement critique

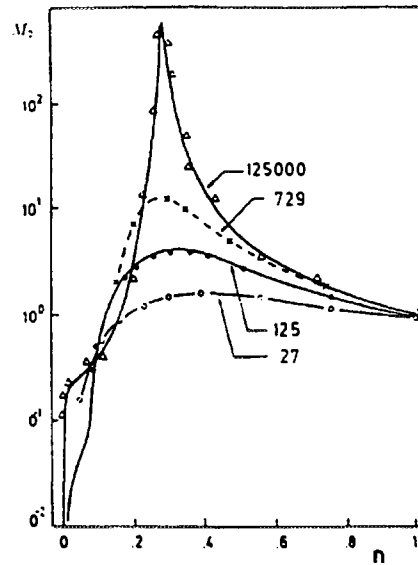


Figure 1.4: *Moment d'ordre deux de la distribution de tailles de fragments en fonction de la multiplicité réduite obtenue avec un modèle de percolation [Cam88]. La forme du signal obtenu est fortement dépendante de la taille du système étudié (27, 125, 729, 125000...).*

observé pour les systèmes infinis aux alentours de $p = p_c$, corrigés des effets de taille finie.

À partir de cette analyse, nous pouvons conclure que l'étude des moments M_k de la distribution de charge peut refléter l'existence d'un comportement critique dans la multifragmentation nucléaire. Néanmoins, pour avoir un signal clair de cette transition, il sera nécessaire d'identifier tous les fragments qui proviennent de la fragmentation du noyau considéré. D'autre part il faudra connaître le plus précisément possible la taille de ce noyau pour minimiser les effets dus à la taille finie du système.

1.4.3 Principaux résultats expérimentaux

L'étude expérimentale des moments de la distribution de charge exige des mesures exclusives. Ce type de mesures implique la détection et l'identification de tous les fragments produits dans la réaction.

Jusqu'à maintenant, l'absence de dispositifs expérimentaux complets capables de faire ces mesures n'a pas permis de conclure sur ce type d'études. Néanmoins, plusieurs résultats expérimentaux semblent indiquer une réponse positive.

Les premières analyses ont été réalisées par X. Campi [Cam88], à partir de l'étude de la fragmentation d'un noyau de ^{197}Au de 1 GeV d'énergie [Wad85]. Dans cette étude Campi introduit l'analyse des moments de la distribution de charge telle qu'elle a été précédemment définie. En outre il introduit une autre observable dont le comportement dépend de la forme de la distribution $N(s)$ de charge des fragments produits dans la réaction. Cette variable, qui représente la fluctuation existant dans la distribution de charge en fonction de la multiplicité de particules, est définie comme:

$$\gamma_2 = \frac{M_2 M_0}{M_1^2} \quad (1.17)$$

M_k étant le moment d'ordre k de la distribution de charge. Cette variable diverge aussi au voisinage du point critique pour le cas d'un système infini. Pour les systèmes finis, cette variable présente un maximum près du point critique.

Le résultat de cette analyse montre un accord surprenant entre les données expérimentales et les prédictions du modèle de percolation.

Plusieurs analyses du même type ont été faites à partir de l'étude de la fragmentation de ^{197}Au pour des collisions périphériques sur différentes cibles (C, A, Cu et Pb) avec une énergie incidente de 600 MeV/A [Ogi93]. Dans ce cas le modèle de percolation est capable de reproduire les distributions de fragments produits dans la réaction et aussi la taille du fragment le plus grand produit en fonction du paramètre Z_{bound} ($Z_{\text{bound}} = \sum_{z \geq 2} Z_i$).

Les dernières analyses ont été réalisées par la collaboration EOS, sur la fragmentation du même noyau de ^{197}Au excité lors de collisions périphériques sur une cible de C à une énergie incidente de 1000 MeV/A [Hir94]. A partir de cette étude, ils ont extrait la valeur des exposants critiques qui définissent la forme de la distribution de charge au voisinage du point critique.

Signalons toutefois que d'autres analyses n'ont pas été concluantes [Pha92]. Cela peut être dû à certains problèmes expérimentaux (Seuils de détection, événements non complets, etc.). En conclusion nous pouvons dire que le débat reste ouvert et qu'il est nécessaire d'apporter de nouveaux résultats expérimentaux pour valider ce type d'analyses.

1.5 Etude de la réaction Xe+Sn aux énergies intermédiaires.

La recherche d'une signature d'un comportement critique va déterminer le choix de la réaction à étudier. Dans le cas des transitions de phase décrites par un modèle de percolation (*Cf.* 1.4) la taille du système étudié est un des paramètres le plus important. Ainsi, plus le nombre de constituants du système étudié est grand, plus claire sera la signature du comportement critique (*Fig.* 1.4). En outre, dans les systèmes finis, le point de transition est très sensible aux effets de surface, donc à la taille du système. Par conséquent il est impératif de ne pas mélanger de systèmes de différentes tailles dans l'échantillon étudié.

Les réactions de fusion semblent bien adaptées pour détecter le signal d'une transition de phase car ils peuvent produire un noyau de masse importante. Néanmoins dans l'intervalle d'énergie où on attend une telle transition, les collisions les plus centrales produisent un noyau de fusion incomplète entre le projectile et la cible précédé par une émission d'un nombre important de particules de prééquilibre. Cette émission de prééquilibre diminue la taille du noyau de fusion et rend difficile la détermination de la taille du noyau résultant événement par événement.

Une autre possibilité est la recherche d'une signature d'une transition de phase dans l'étude de la fragmentation du résidu du projectile résultant de collisions binaires. Dans ce cas, le système étudié est plus petit, mais par contre l'identification de tous les fragments émis par le projectile est plus facile, et la détermination de la taille du système plus aisée.

En tenant compte des remarques précédentes et des possibilités d'accélération de GANIL, on en déduit que les systèmes symétriques lourds (masse totale ≈ 250) sont bien adaptés à ces deux types de réactions. Ces critères justifient le choix de la réaction Xe+Sn pour cette étude.

La valeur de l'énergie incidente du projectile dépend aussi du type de collisions que l'on veut étudier. Dans le cas de la fragmentation du projectile, l'intervalle d'énergie d'excitation couvert augmente avec l'énergie incidente du projectile. De ce fait la réaction Xe + Sn à 50 MeV/A est la mieux adaptée à l'étude de la fragmentation du projectile.

Par contre dans le cas des réactions de fusion, l'intervalle d'énergie d'excitation couvert pour une énergie incidente donnée est assez restreinte. Donc si on veut étudier la fragmentation d'un noyau de fusion dans un grand intervalle d'énergie d'excitation on devra utiliser plusieurs faisceaux d'énergie différente. Nous avons

ainsi fait des mesures à 25, 32, 39, 45 et 50 MeV/A d'énergie incidente.

Chapitre 2

Dispositif expérimental.

2.1 Introduction.

Les processus de multifragmentation ont déjà été mis en évidence de façon expérimentale (*Cf.* 1.2), mais le mécanisme qui les produit reste encore inconnu. Cette méconnaissance des mécanismes responsables de la multifragmentation est due en partie aux limitations des dispositifs expérimentaux. La diversité et le nombre des particules et fragments émis à la suite d'une collision entre ions lourds demandent un détecteur ayant une couverture spatiale 4π , une grande granularité, des seuils de détection très faibles et une très bonne identification pour un large intervalle de charge et d'énergie. Ces dernières années, plusieurs détecteurs ont été construits dans le but de satisfaire ces conditions [Wes85], [Biz86], [Sou90] et [Gob93].

Ces conditions ont guidé la construction du détecteur de particules et fragments chargés **INDRA**. Ce détecteur conçu pour être exploité au GANIL, est le résultat de la collaboration de quatre laboratoires français (GANIL-Caen, IPN-Orsay, SEPN-Saclay et LPC-Caen). Après trois ans de construction, les premières expériences ont été menées au début de l'année 1993.

Ce détecteur permet une détection événement par événement du nombre de particules produites à chaque réaction, leur identification (nombre atomique), leur énergie et leurs angles d'émission (θ et ϕ). **INDRA** a été conçu pour ne détecter que les particules chargées.

Chacun des modules de détection d'**INDRA** est constitué d'un télescope composé lui même de trois détecteurs (Chambre à ionisation+détecteur Silicium+détecteur Iodure de Césium). Les détecteurs Iodure de Césium permettent l'identification des particules légères à partir de l'analyse de forme du pulse de lumière généré par chaque particule lorsqu'elle atteint le détecteur. Les particules plus lourdes sont

identifiées par leurs perte d'énergie dans les couples de détecteurs Si-CsI ou ChIo-Si.

Dans ce chapitre nous présenterons d'abord de l'accélérateur GANIL, puis nous donnerons une description détaillée du détecteur INDRA et de ses performances.

2.2 Le système d'accélération du GANIL.

Le *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds* est formé de deux injecteurs circulaires et deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS) capables de produire en alternance deux faisceaux d'ions lourds (*fig. 2.1*).

Le principe de fonctionnement d'un cyclotron classique consiste à faire tourner les particules grâce aux forces électromagnétiques induites sur les charges quand on fait agir sur elles un champ magnétique. Tous les demi-tours, la vitesse de ces particules augmente en raison de l'application d'une différence de potentiel électrique. Cette augmentation de la vitesse fait augmenter le rayon de l'orbite décrite par ces particules. Ainsi, la particule la plus rapide parcourt un chemin plus grand, de telle façon que toutes les particules arrivent en même temps à la prochaine accélération.

L'énergie du faisceau sera proportionnelle au carré du rayon maximal du cyclotron. Donc, pour augmenter l'énergie du faisceau, il faut augmenter le rayon du cyclotron. L'inconvénient est qu'un cyclotron compact de grand rayon signifie un poids extraordinaire. Dans la figure 2.1 on peut voir les cyclotrons CSS actuels du GANIL. Ils sont constitués de quatre secteurs magnétiques indépendants, dans lesquels les trajectoires des particules chargées sont courbées par un champ magnétique. Entre ces secteurs les trajectoires suivies par les particules sont rectilignes. L'espace entre les secteurs est assez grand pour installer des électrodes d'accélération électroniques. Dans ce type de d'accélération la tension peut être bien supérieure à celle d'un modèle compact et par conséquent, le nombre de tours nécessaires pour atteindre l'énergie de sortie est plus petite, améliorant ainsi la qualité des faisceaux produits.

Le fait de disposer d'assez de place entre les secteurs du cyclotron permet aussi l'installation de dispositifs qui améliorent la qualité optique du faisceau et sa précision énergétique.

Un autre point important de l'accélération est l'ionisation des atomes constituant du faisceau, de manière à pouvoir être accélérés sous l'effet du champ électrique. Les techniques d'ionisation classiques permettent l'obtention d'ions deux à trois fois chargés. Les nouvelles sources ECR permettent d'atteindre des états de charge beaucoup plus élevés ($8+$ voire $13+$). À mesure que la taille des atomes augmente le

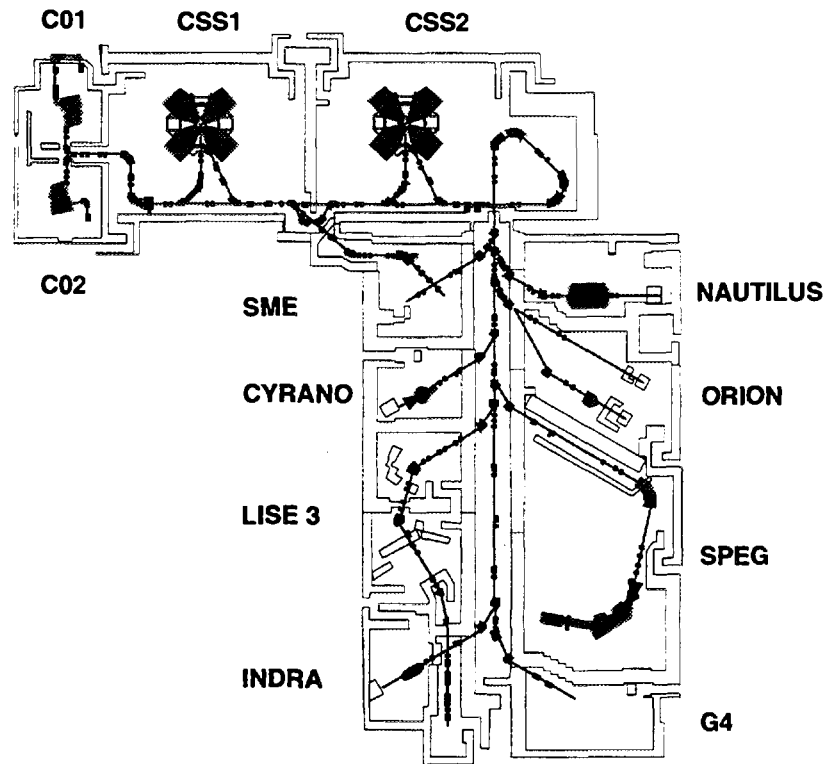


Figure 2.1: Schéma du GANIL où nous pouvons voir les injecteurs (C01 et C02), les cyclotrons (CSS1 et CSS2) et les dispositifs de détection installés au GANIL (Nautilus, Orion, Speg, Lise et INDRA), ainsi que la sortie moyenne énergie (SME).

processus d'ionisation devient de plus en plus difficile. Pour un cyclotron, l'énergie des particules accélérées est proportionnelle au carré de la charge et inversement proportionnelle à la masse. Pour obtenir des énergies élevées il est nécessaire d'employer des ions ayant un état de charge le plus grand possible.

Il est connu que lorsqu'un ion traverse un milieu avec une vitesse plus grande que celle des électrons périphériques des atomes il perd des électrons et donc son degré d'ionisation augmente. A cet effet GANIL utilise deux étapes d'accélération. La première (CSS1) permet d'accélérer des ions peu chargés produits par la source. A la sortie de ce premier cyclotron le faisceau traverse une feuille très mince d'aluminium, de carbone ou de béryllium dans laquelle les ions perdent un nombre important d'électrons ("*stripping*"). Les ions sont ensuite injectés dans la deuxième étape d'accélération (CSS2) avec un état de charge bien supérieur.

Le cycle d'accélération du GANIL commence avec l'extraction des ions d'une source ECR et son injection dans le premier cyclotron. Pour atteindre ce but on utilise un injecteur circulaire C_0 ($K = 25 \text{ MeV/A}$) qui accélère les ions faiblement

chargés jusqu'à la vitesse nécessaire pour pouvoir être injectés au centre du premier cyclotron (CSS1) R_{e1} . Dans ce cyclotron l'énergie augmente d'un facteur 16 entre R_{e1} et R_{s1} (rayons d'entrée et sortie du premier cyclotron ($G=R_{s1}^2/R_{e1}^2=16$)). A la sortie de ce cyclotron le faisceau est ionisé augmentant ainsi sa charge d'environ un facteur 2.5. Les paquets d'ions accélérés par le premier cyclotron avec une fréquence f_{HF1} , doivent arriver synchronisés au deuxième cyclotron, c'est à dire avec une fréquence $f_{HF2} = 2.5 f_{HF1}$, puisque la fréquence est proportionnelle à Z/M (charge et masse de l'ion) et que Z est 2.5 fois plus grand. On travaille en fait avec une unique installation de fréquence pour les deux cyclotrons. Pour résoudre le problème de synchronisme cette fréquence unique f_{HF} est proportionnel à un nombre entier h de la fréquence de révolution des particules f_{rev} , $f_{HF}=h f_{rev}$. Puis que $R_{s1} = 2.5 R_{e2}$ alors $f_{rev2} = 2.5 f_{rev1}$ parce que les particules ont dans R_{s1} la même vitesse que dans R_{e2} . De cette façon $f_{HF}=h_1 f_{rev1} = h_2 f_{rev2}$ étant $h_1 = 2.5 h_2$. En conclusion le premier cyclotron fonctionne avec un harmonique $h_2=2$. cette solution permet alors une bonne synchronisation entre les deux cyclotrons.

2.3 Le multidétecteur INDRA.

INDRA est un multidétecteur de particules légères et fragments chargés avec une grande résolution et une couverture spatiale proche de 4π stéradians. Il est l'instrument idéal pour étudier les noyaux chauds. Il possède quatre caractéristiques essentielles: une grande couverture angulaire, une granularité importante, un grand domaine d'identification et des seuils de détection très bas [Pou94].

2.3.1 Caractéristiques générales.

Couverture spatiale et granularité.

Dans les collisions entre ions lourds une grande quantité de particules et de fragments chargés sont émis dans toutes les directions. Pour mieux connaître les mécanismes qui gouvernent ce type de collisions il est souhaitable de détecter la plupart des fragments émis. Il faut donc couvrir au maximum l'espace autour de la cible de détecteurs.

Pour détecter individuellement toutes les particules produites lors de la réaction il faut diviser le détecteur en un certain nombre de modules de détection. Ce nombre de modules donnera la granularité du détecteur. Dans le cas d'INDRA cette granularité est assez importante pour ne pas biaiser les distributions de multiplicité.

En effet, une granularité importante correspond à un taux de détection multiple faible [Cop90].

Pour estimer la granularité optimale d'un détecteur nous allons considérer que toutes les particules issues d'une réaction sont émises isotropiquement. Si on suppose que le détecteur couvre une fraction Ω de l'angle solide total (4π) et que dans chaque réaction sont produites M particules, le nombre moyen de particules M_d qui arriveront au détecteur, indépendamment du nombre de cellules individuelles de détection sera:

$$M_d = M\Omega \quad (2.1)$$

et le nombre moyen de particules non détectées

$$M_p = M(1 - \Omega) \quad (2.2)$$

La probabilité $P(M)$ d'avoir M particules dans le détecteur sera:

$$P(M) = \Omega \quad (2.3)$$

Donc le nombre moyen de particules détectées dans une réaction est directement proportionnel à l'angle solide couvert par le détecteur. En général la couverture spatiale est déterminée par les limitations mécaniques du détecteur. Dans le cas d'INDRA l'angle solide couvert est de l'ordre de 90% ($\Omega=0.9$).

En suivant le formalisme des références [Hag75], [West77] et [Van78], et en supposant que le détecteur est constitué par N_d cellules individuelles, ayant chacune une efficacité de détection de 100%, le nombre moyen N_t de cellules touchées dans un événement constitué par N particules sera:

$$N_t = N_d[1 - (1 - \frac{\Omega}{N_d})^M] \quad (2.4)$$

et la probabilité $P(N_t = M)$ d'avoir un nombre de cellules touchées égale au nombre de particules émises sera:

$$P(N_t = M) = \frac{N_d!}{(N_d - M)!} (\frac{\Omega}{N_d})^M \quad (2.5)$$

Ces quantités N_t et $P(N_t = M)$ sont reliées à la probabilité P_{mult} d'avoir une détection multiple dans une cellule donnée.

$$P_{mult} = \frac{1 - (1 - \frac{\Omega}{N_d})^{M-1} [1 + \frac{(M-1)\Omega}{N_d}]}{1 - (1 - \frac{\Omega}{N_d})^M} \quad (2.6)$$

Dans le cas où $M/2 = M_d$ on peut écrire:

$$P_{mult} = \frac{(M-1)\Omega}{2N_d} \quad (2.7)$$

Donc, la probabilité d'avoir une détection multiple dépend principalement de M/N_d . Si les modules de détection ont une efficacité $\varepsilon \leq 1$, les équations précédentes restent valides en substituant $\varepsilon\Omega$ à Ω . Les figures 2.2.a et 2.2.b montrent respectivement le nombre moyen N_t de détecteurs touchés et la probabilité $P(N_t = M)$ de détecter toutes les particules individuellement en fonction de la multiplicité de particules M , en supposant une couverture spatiale de 90% et pour différentes granularités (nombre de cellules de détection).

Naturellement la probabilité de détecter toutes les particules augmente avec le nombre de cellules de détection. Néanmoins, cette probabilité est limitée par l'efficacité totale Ω du détecteur. Considérons un certain détecteur avec une couverture spatiale donnée. L'augmentation du nombre de cellules de détection qui le constituent mène à une augmentation des zones mortes de détection entre chaque cellule d'identification et donc à une réduction de la couverture spatiale. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre la couverture spatiale du détecteur et sa granularité. Pour **INDRA** on a choisi de limiter la probabilité de détection multiple dans une cellule donnée à 5%, ce qui correspond à une valeur $M_d/M=8$ (figure 2.2.b)

Pour l'intervalle d'énergie couvert par GANIL, la multiplicité maximale attendue pour les particules légères est de l'ordre de $M=40$, ce qui se traduit par une granularité constituée de 320 modules de détection. Pour les fragments plus lourds, on s'attend à des multiplicités de $M=10$, donc pour garder la probabilité de détection multiple inférieure au 5% on a besoin de 80 modules de détection. Ainsi, **INDRA** possède une première étape d'identification pour les fragments lourds constituée par 96 chambres d'ionisation. La deuxième étape servant à identifier les particules légères est constituée par 324 modules Silicium- Iodure de Césium.

Comme on le verra au chapitre suivant, de nouvelles techniques d'analyse des signaux enregistrés pour chaque détecteur ont été développées spécialement pour **INDRA**. Elles permettront une identification de la majorité des cas de détection multiple (Cf. 3.5.2), notamment grâce au nombre de détecteurs de type différents dans chaque cellule de détection.

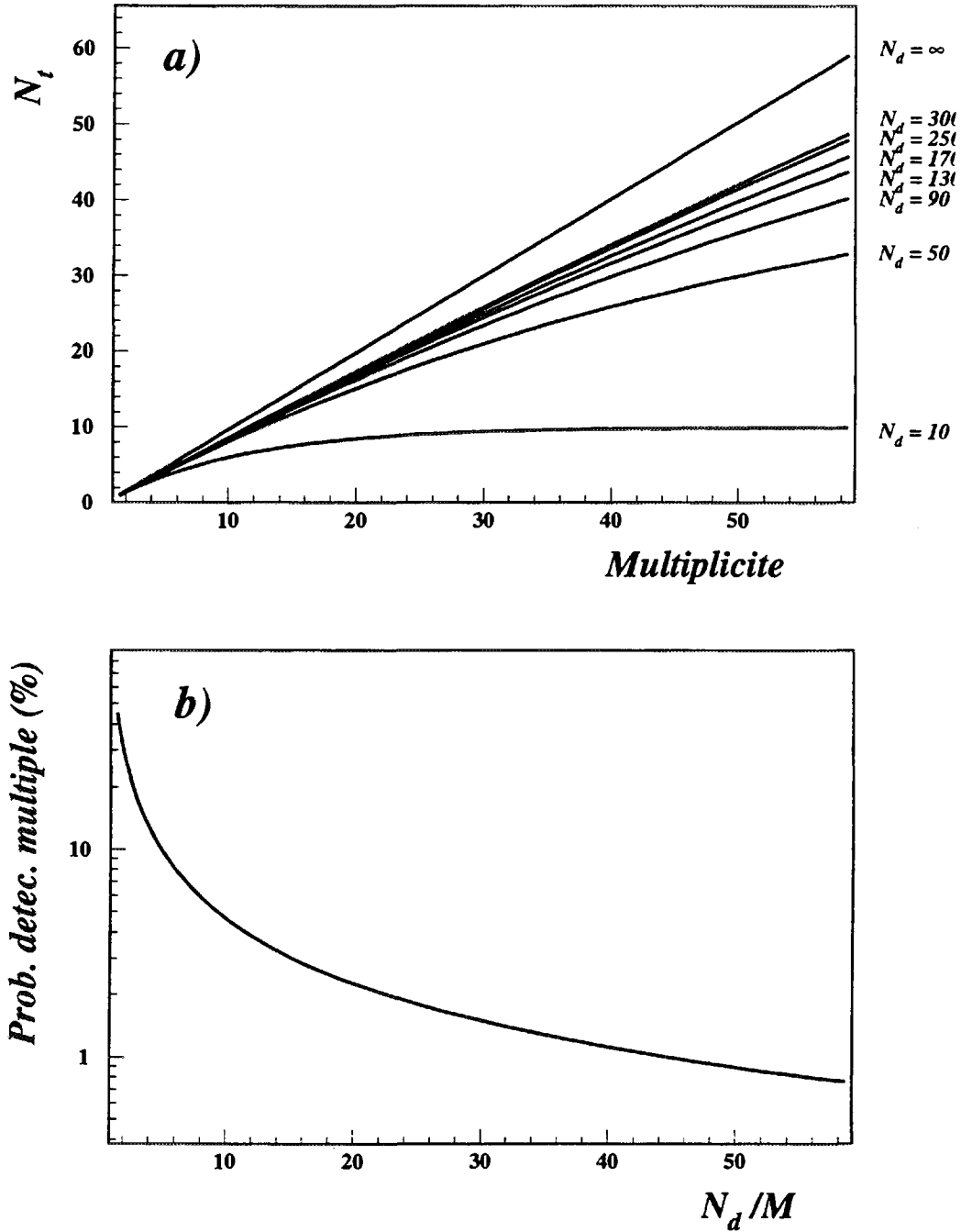


Figure 2.2: a) Nombre moyen de cellules qui interviennent dans la détection d'un événement en fonction de sa multiplicité pour différentes granularités N_d . b) Probabilité de détection multiple dans une même cellule en fonction du rapport entre le nombre de cellules de détection disponibles N_d et la multiplicité d'événement M .

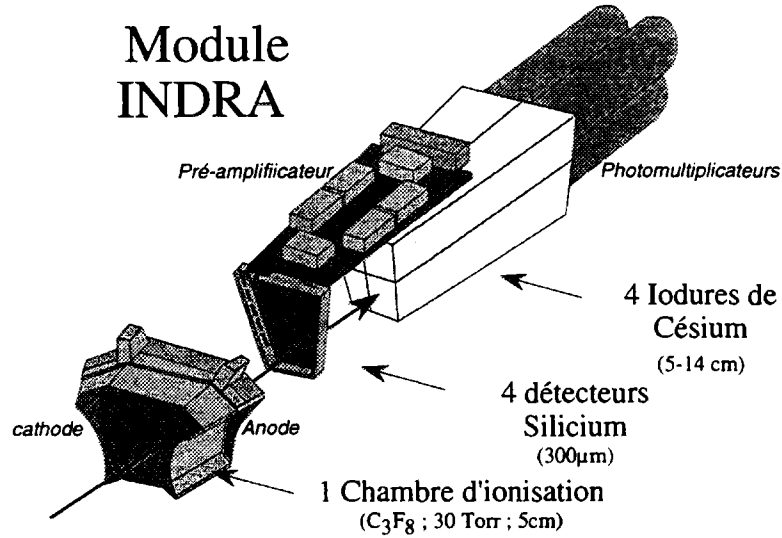


Figure 2.3: Exemple d'un module de détection d'INDRA où on peut voir la disposition de différents types de détecteurs.

Domaine de détection.

Les réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires se caractérisent par la production d'un grand nombre de particules légères et de fragments lourds ayant des énergies comprises entre 1 *MeV* et 4 *GeV*. Une détection complète de ce type de réactions nécessite l'emploi d'un dispositif ayant un grand domaine d'identification en charge et en énergie. Actuellement on ne connaît pas de dispositif qui réunisse toutes ces conditions. Aussi il sera nécessaire de coupler dans un télescope différents détecteurs pour permettre l'identification des particules à partir de leur perte d'énergie.

Cette identification des fragments lourds exige l'emploi d'un premier étage d'identification avec un seuil de détection très bas $\simeq 1 \text{ MeV}/n$, et avec une épaisseur faible pour qu'ils puissent être traversé par les fragments plus lourds et moins énergétiques (équivalent à un détecteur de Silicium de 6 μm d'épaisseur). De plus, pour identifier les fragments jusqu'à $Z=30$, il faut une résolution énergétique de 3% par cm^2 . Les détecteurs gazeux sont les mieux adaptés à ces conditions et particulièrement les chambres d'ionisation. Ces détecteurs ont une résolution en énergie comparable aux détecteurs semi-conducteurs. Ils peuvent se construire avec différentes configurations géométriques et leur épaisseur effective peut se modifier en changeant la pression du gaz. La difficulté principale que présente leur construction réside, dans le cadre d'un détecteur 4π , dans la sévérité des critères dimensionnels.

La région entre 3° et 45° est la plus problématique puisqu' on doit être capable

d'y identifier simultanément les particules très peu énergétiques qui proviennent de la désexcitation de la cible et les particules et fragments qui sont émis par le projectile avec une vitesse élevée. Les particules plus rapides vont déposer très peu d'énergie dans le détecteur gazeux. INDRA a donc un deuxième étage de détection dans cette région, constitué de détecteurs de Silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Le dernier étage de détection doit être capable d'arrêter les particules et les fragments les plus énergétiques. Dans le cas d'INDRA, il est constitué de scintillateurs de Iodure de Césium (CsI(Tl)) couplés à un photomultiplicateur. Ces détecteurs ont l'avantage d'avoir un grand pouvoir d'arrêt, une bonne résolution énergétique et la possibilité de séparer isotopiquement les particules légères. Par contre, leur étalonnage est particulièrement complexe puisque le signal lumineux produit par une particule dépend de la nature de la particule (dépendance en charge et masse).

La région entre 2° et 3° doit supporter un grand taux des particules qui proviennent de la diffusion élastique. Ainsi cette région est constituée par 12 détecteurs "phoswich" reliés à un photomultiplicateur. Chaque "phoswich" est formé d'un scintillateur plastique rapide *NE102* de $500\mu\text{m}$ d'épaisseur suivi d'un scintillateur plastique lent *NE115* de 25 cm .

2.3.2 Géométrie du détecteur.

Le choix d'une géométrie cylindrique pour INDRA (fig 2.4) a été dicté par deux facteurs:

1. La distribution azimutale des particules produites dans une réaction est uniforme autour de l'axe défini par le faisceau incident.
2. La cinématique des réactions "projectile sur cible fixe" crée une asymétrie sur la direction des particules émises par rapport à l'axe du faisceau. Cette asymétrie dépend de la vitesse du centre de masse du système cible+projectile et elle est plus importante dans les réactions avec cinématique inverse, c'est à dire celles où la masse du projectile est plus grande que celle de la cible.

D'autre part la géométrie cylindrique permet d'éloigner de la cible les détecteurs placés aux petits angles. De cette manière on peut augmenter la surface de détection et la taille des détecteurs tout en gardant l'efficacité géométrique.

La structure d'INDRA est constituée par 17 couronnes situées autour de l'axe du faisceau (fig. 2.4). Chacune de ces couronnes est formée par 8, 12, 16 ou 24 cellules de détection, en fonction de l'angle θ couvert, afin de mieux s'adapter aux distributions angulaires des particules émises.

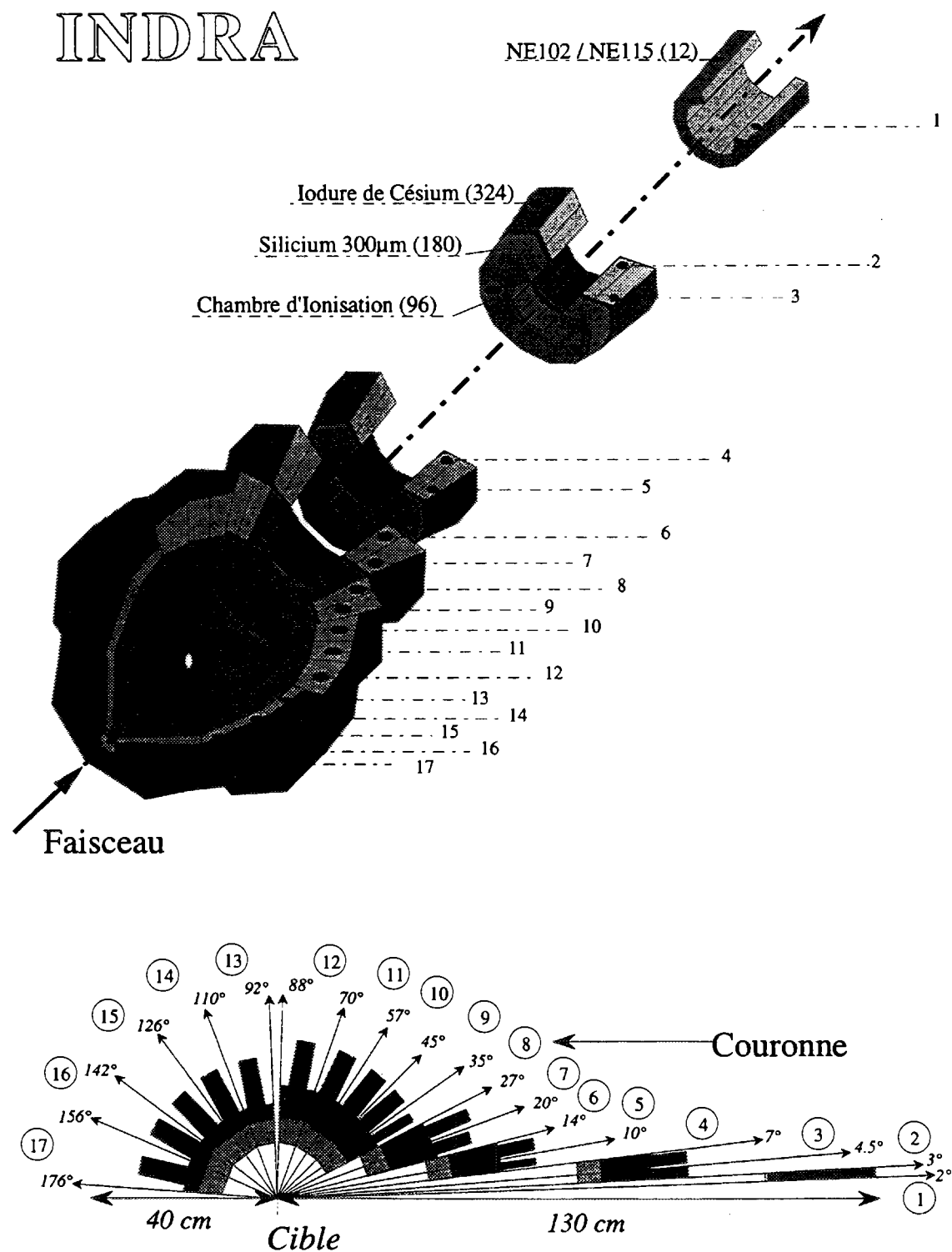


Figure 2.4: *Vue en perspective et profil de INDRA où on peut distinguer la structure en couronnes.*

Phoswich NE102-NE115								
N° Couronne	θ_{min} ($^{\circ}$)	θ_{max} ($^{\circ}$)	N	$\Delta\phi$ ($^{\circ}$)	e(NE112) (mm)	e(NE115) (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (cm)
1	2	3	12	30	5	250	0.37	130

CsI(Tl)							Si	Chambre d'Ionisation				
N° Couron.	θ_{min} ($^{\circ}$)	θ_{max} ($^{\circ}$)	N	$\Delta\phi$ ($^{\circ}$)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (μm)	$\Delta\phi$ ($^{\circ}$)	N	n CsI(Tl)	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300					
4	7	10	24	15	138	1.70	300					
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	8.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	300					
8	27	35	24	15	90	15.8	300					
9	35	45	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6	No	30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3	No					
12	70	88	24	15	48	81.0	No	45	8	3	12	240
13	92	110	24	15	60	82.3	No					
14	110	126	16	22.5	50	93.5	No					
15	126	142	16	22.5	50	73.1	No					
16	142	157	8	45	50	91.2	No	45	8	2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9	No					

Tableau 2.1: Paramètres de la géométrie d'INDRA; N: nombre de détecteurs par couronne d: distance jusqu'à la cible e: épaisseur du détecteur θ : angle polaire $\Delta\Omega$: angle solide du détecteur ϕ : angle azimutal n: nombre de CsI(Tl) derrière la chambre d'ionisation.

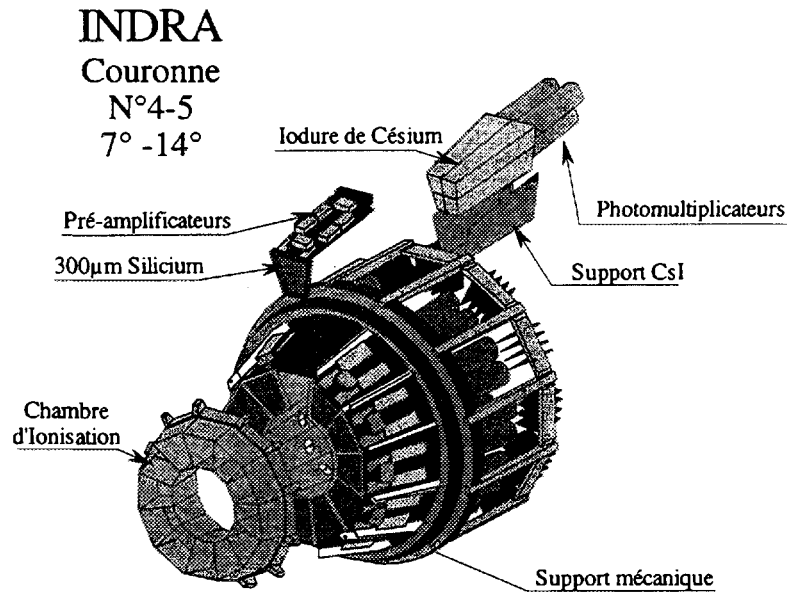
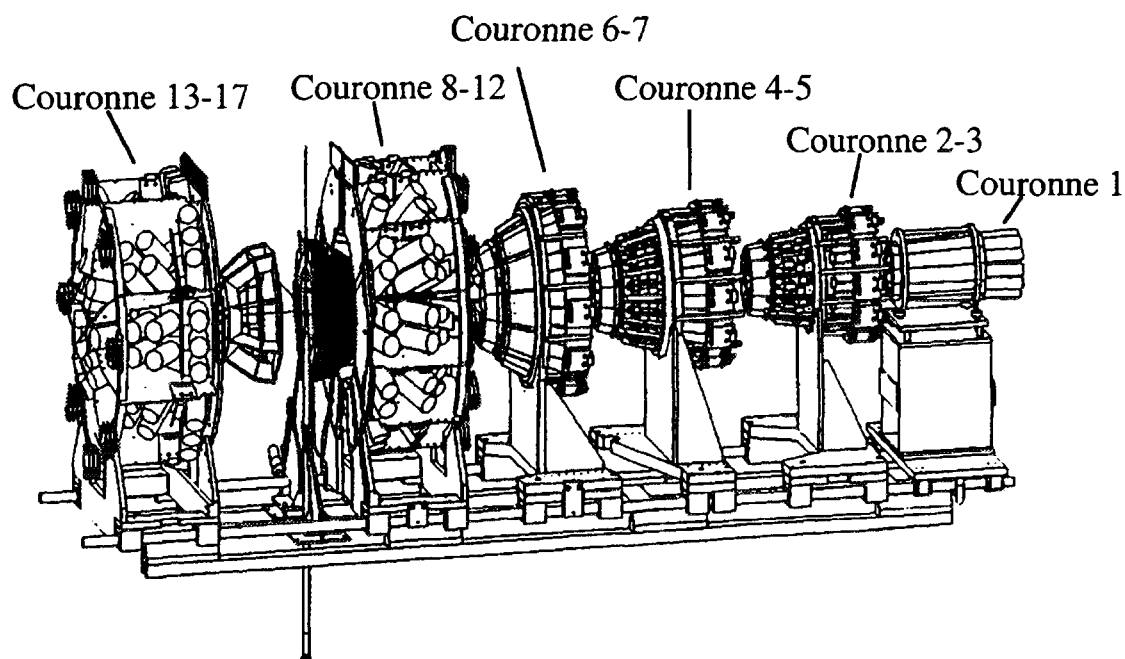


Figure 2.5: Image des couronnes 4 et 5 d'INDRA avec ces 48 cellules de détection.

En fonction des types de détecteurs qui constitue le module de détection on peut diviser **INDRA** en trois zones:

- Couronne 1 ($2^\circ < \theta < 3^\circ$) constituée par 12 détecteurs "phoswich" *NE102/NE115*.
- Couronnes 2 à 9 ($3^\circ < \theta < 45^\circ$) constituées par trois étages de détection: chambre d'ionisation, détecteur de Silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et un scintillateur de Iodure de Césium CsI(Tl) . Les détecteurs de Silicium et les scintillateurs de CsI ont la même géométrie, par contre chaque chambre d'ionisation couvre 3 ou 4 détecteurs de Silicium partageants deux couronnes consécutives.
- Couronnes 10 à 17 ($45^\circ < \theta < 176^\circ$) formées par des chambres d'ionisation et des scintillateurs de CsI(Tl) . Chaque chambre d'ionisation couvre 2, 3 ou 4 CsI(Tl) en fonction de la couronne. Chacune de ces couronnes inclut un télescope d'étalonnage constitué par un détecteur de Silicium de $75\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et un autre de SiLi de 2 mm d'épaisseur.

Comme on attend des multiplicités plus faibles en fragments de masse intermédiaire, on peut utiliser des chambres d'ionisation ayant une couverture angulaire plus grande et ainsi réduire les zones mortes du détecteur. Les détecteurs de Silicium, qui couvrent une surface identique à celle de la chambre d'ionisation qui est devant

Figure 2.6: *Structure mécanique d'INDRA*

eux, sont divisés en trois ou quatre zones d'identification indépendantes (*fig. 2.3*). Derrière chacune de ces zones se situe un cristal de CsI(Tl).

Pour avoir un accès simple à chacun des détecteurs, **INDRA** est divisé en six parties mécaniques qui, assemblées, donnent une structure de 4π (*fig. 2.6*). La première partie est formée par la couronne des "phoswich". Les trois parties suivantes comprennent respectivement les couronnes 2 et 3, 4 et 5, 6 et 7. Dans ces zones les détecteurs sont plus éloignés de la cible et la granularité est plus grande. Les deux dernières parties couvrent l'espace entre $27^\circ < \theta < 88^\circ$ (couronnes 8 à 12) et $92^\circ < \theta < 175^\circ$ (couronnes 13 à 17) respectivement. Dans ce cas, la proximité des détecteurs à la cible (12cm) impose une conception différente du support des détecteurs.

2.3.3 Description des modules de détection.

Comme nous avons vu précédemment, chacune des cellules de détection d'**INDRA** est composée par un ensemble de deux ou trois détecteurs constituant un télescope (*fig. 2.5*).

Chambres d'ionisation.

Le premier étage de détection d'INDRA est assuré par 96 chambres d'ionisation qui permettent l'identification des fragments les plus lourds et les moins rapides. La difficulté principale pour ces détecteurs fut la conception d'une structure composée de multiples cellules de gaz ayant une efficacité géométrique la plus proche possible de 1. Ceci a conduit à l'emploi de chambres d'ionisation ayant un champ électrique longitudinal et des fenêtres formées de deux feuilles de mylar de $2.5\mu\text{m}$ d'épaisseur séparées par 5 cm de gaz C_3F_8 à basse pression ($P \leq 50 \text{ torrs}$).

Pour les couronnes 2 à 6 d'INDRA ($3^\circ \leq \theta \leq 27^\circ$), chaque ensemble de deux couronnes possède une cellule de gaz à symétrie axiale divisée en 12 chambres d'ionisation par des parois de 1 mm d'épaisseur (*fig. 2.5*). Le gaz est commun à toutes les cellules d'une même couronne, mais le système de détection est indépendant pour chacune des cellules. Les chambres d'ionisation sont orientées axialement. Les charges produites par l'ionisation du gaz induite par le passage d'une particule sont collectées sur l'anode. La cathode est commune à toutes les cellules d'une même couronne, alors que les douze anodes sont indépendantes. Chaque cellule possède un préamplificateur placé à quelques centimètres de l'anode.

A partir de 27° les chambres d'ionisation sont assemblées dans deux structures mécaniques (*fig. 2.7*). La première structure couvre les angles entre 27° et 88° (couronnes 8-12) et la deuxième structure couvre l'espace entre 92° et 176° (couronnes 13-17). Chacune de ces structures possède une circulation gazeuse et une cathode commune, alors que l'anode est indépendante pour chaque cellule de détection.

Le gaz choisi pour ces chambres est le C_3F_8 pour son grand poids moléculaire, sa non toxicité et parce qu'il s'agit d'un gaz inerte. Pour éviter que les électrodes de mylar se décollent de la structure mécanique la pression du gaz est limitée à 70 mb (50 torrs) pour les chambres placées entre 3° et 27° , et à 50mb (30 torrs) pour les autres. Ces faibles pressions permettent de réduire les seuils de détection.

Une des principales sources de bruit, qui réduit la résolution des chambres d'ionisation, est la grande quantité d'électrons émis dans les collisions entre les ions incidents et les atomes de la cible. D'autre part, les bas seuils de détection exigés pour INDRA, ainsi que sa géométrie 4π , empêchent l'emploi de feuilles d'aluminium ou des aimants pour éliminer ces électrons.

Pour surmonter ces inconvénients nous avons porté la cible à une haute tension positive proche de celle des électrons libérés ($\simeq 30 \text{ KeV}$). De cette façon les électrons émis pendant la réaction sont piégés sur la cible.

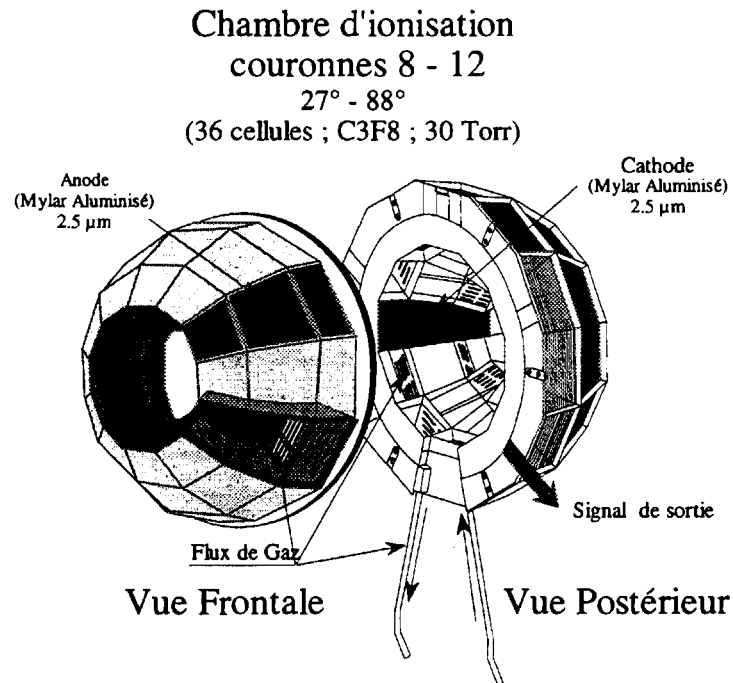


Figure 2.7: *Vue frontale et postérieure des chambres d'ionisation des couronnes 8-12 d'INDRA.*

Détecteurs de Silicium.

La détection et l'identification des fragments dans la région spatiale couverte par les couronnes de 2 à 9 d'INDRA a imposé l'emploi de détecteurs de Silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces détecteurs sont employés avec les CsI pour détecter les ions les plus rapides et les particules légères (*Cf.* 3.4). Parce que les multiplicités attendues sont plus grandes, la granularité des détecteurs de Silicium a été choisie supérieure à celle des chambres d'ionisation. Cette augmentation ne devant pas se traduire par une perte d'efficacité de détection géométrique, les détecteurs sont construits à partir d'une même pastille de silicium ayant une surface équivalente à celle de la chambre d'ionisation placée juste devant. Cette pastille est divisée en 3 ou 4 zones de détection indépendantes (*fig* 2.9). Il existe une zone morte de 0.7mm autour de la pastille qui réduit l'efficacité géométrique de détection à 94% de l'espace couvert par les Siliciums.

Les détecteurs Silicium utilisés pour INDRA ont été construits avec la technologie *planar*. Cette technologie permet de connaître l'épaisseur des Siliciums avec une grande précision. Cette mesure est un des paramètres fondamentaux pour détecter et étalonner les particules à partir de leur perte d'énergie. Comme on peut le voir

dans la figure 2.5, les préamplificateurs des Siliciums sont placés à quelques centimètres du détecteur.

Pour éviter l'induction de signaux entre les chambres d'ionisation et les Siliciums (*"diaphonie"*), la face des Siliciums en regard des chambres d'ionisation est connectée à la terre. Ainsi dans INDRA, les particules entrent dans les Siliciums par la zone où le champ électrique interne est le plus faible.

Un des effets particulièrement nuisible pour la calibration de ce type de détecteurs est le défaut de collection des charges. Cet effet devient plus important pour les ions les plus lourds. Dans le cas d'INDRA, des études spécifiques à ce sujet ont été réalisées [Eco95] qui ont mené à l'obtention de formules empiriques qui corrigent ce défaut.

Scintillateurs de Iodure de Césium.

Les détecteurs de Iodure de Césium associés avec les détecteurs de Silicium ou les chambres d'ionisation permettent l'identification des fragments les plus rapides. Les Iodures de Césium permettent aussi une identification isotopique (charge et masse) pour les particules légères (p , d , t et He) à partir de l'analyse des signaux produits lorsqu'elles traversent le détecteur. L'épaisseur de ces détecteurs est déterminé par l'énergie maximum des protons produits dans les réactions que l'on veut étudier et elle variera en fonction de l'angle θ auquel est placé le détecteur.

La forme et l'épaisseur des Iodures de Césium dépendent du numéro de la couronne considérée. Les faces frontales et postérieures de chaque CsI sont polies. La face frontale est couverte par une fine couche d'Aluminium de $30 \mu g/cm^2$, l'autre face est collée avec une colle optique à la fenêtre du photomultiplicateur. Les parties latérales des cristaux sont recouverts par une première couche de matériau diffuseur ($120 \mu m$ de Téflon blanc) et par une deuxième couche de matériau réfléchissant ($3 \mu m$ de mylar et $20 \mu g/cm^2$ d'aluminium) pour empêcher la transmission de lumière entre CsI voisins.

La longueur des CsI a été calculée pour pouvoir éliminer les guides de lumière en minimisant ainsi les pertes de collection. Dans la table 2.2 sont reportées les épaisseurs de chaque CsI en fonction de la couronne d'INDRA, ainsi que l'énergie maximale des protons qui peuvent être identifiés avec une bonne efficacité. L'emploi de photomultiplicateurs à la place de photodiodes permet de diminuer les seuils de détection.

Les CsI ont donc beaucoup d'avantages comparés aux autres détecteurs, bien qu'ils présentent l'inconvénient de ne pas identifier en charge les particules avec une

Tableau 2.2: Épaisseurs des détecteurs de CsI et phoswich.

couronne	CsI						phoswich
	2-3-4-5	6-7-8-9	10-11	12	13	14-15-16- 17	
épaisseur prévue	10 cm		7 cm		3 cm	3 cm	15 cm
énergie maximale	195 MeV		160 MeV		95 MeV	95 MeV	150 MeV
épaisseur réelle	14 cm	10 cm	7.5 cm	5.5 cm	5.5 cm	4.5 cm	25 cm

charge $Z \geq 3$ et de ne pas avoir une réponse linéaire. Les cristaux de Iodure de Césium utilisés avec **INDRA** ont été fabriqués de façon à être le plus uniforme et homogène possible.

Phoswich NE102/NE115.

La première couronne d'**INDRA** est formée par douze phoswiches détecteurs plastiques composés par un premier plastique rapide (*NE102*, $\tau = 2.4ns$) de $500\mu m$ d'épaisseur, et un deuxième plastique lent (*NE115*, $\tau = 240ns$) de 25 cm d'épaisseur [Ste94]. Les faces latérales des phoswiches sont couvertes, comme dans le cas des CsI, par une première couche de matériau diffuseur et une deuxième couche d'un matériau réfléchissant.

L'épaisseur des deux plastiques a été déterminée de façon à avoir une bonne identification en charge avec des bas seuils de détection. Ces épaisseurs permettent l'identification de protons de plus de 200 MeV, et dans le cas d'ions lourds, pour lesquels le libre parcours moyen est inférieur aux particules légères, le plastique lent joue le rôle de guide de lumière.

La stabilité des phoswich et des Iodures de Césium est contrôlée par un laser. Le signal lumineux produit par le laser avec une fréquence de 10 *Hz* est transmis par neuf fibres optiques dont huit sont envoyées sur tous les cristaux de CsI ainsi que sur les phoswich quant à la dernière elle est utilisée pour calibrer le laser.

Tableau 2.3: *Nombre de détecteurs et voies électroniques associées à chacun d'entre eux.*

détecteur	nombre	voies électroniques
CsI	324	2 x 324 (composante rapide et lente)
Silicium	180	2 x 180 (petit et grand gain)
Chambres	96	2 x 96 (petit et grand gain)
NE102/115	12	2 x 12 (composantes NE102 et NE115)

2.3.4 Caractéristiques principales de l'électronique.

Le grand nombre de détecteurs qui composent INDRA (table 2.3), et le large domaine de détection en énergie et en charge couvert ont conduit à la conception d'une électronique intégrée avec des caractéristiques spéciales. Ainsi, l'électronique associée aux détecteurs de Silicium doit être capable de coder en même temps des signaux produits par des protons de quelques MeV d'énergie et des ions lourds qui déposent $4 GeV$ dans le détecteur. Cela exige que les effets dus à la diaphonie ou "*cross-talk*", et le niveau de bruit de l'électronique soient minimisés.

Pour réduire les pertes dues à la transmission des signaux, l'électronique est placée le plus proche possible du détecteur. Ainsi les préamplificateurs des détecteurs de Silicium et des chambres d'ionisation se situent à quelques centimètres des détecteurs. Le reste de l'électronique se situe dans la salle d'expérience à quelques mètres du détecteur. Ceci implique que la plupart de l'électronique est contrôlée par ordinateur (alimentation, seuils de discrimination, etc..)

La plupart des modules électroniques d'INDRA ont été conçus en suivant le standard électronique VXI. Ce type d'électronique permet un très haut degré d'intégration des composants. Un autre avantage du standard VXI est sa facile adaptation au système d'acquisition au standard VME utilisé au GANIL. Enfin, l'électronique d'INDRA utilise des amplificateurs au standard CAMAC et quelques modules de décision logique au standard NIM pour le "*trigger*". La figure 2.9 représente un schéma de principe de l'électronique d'INDRA.

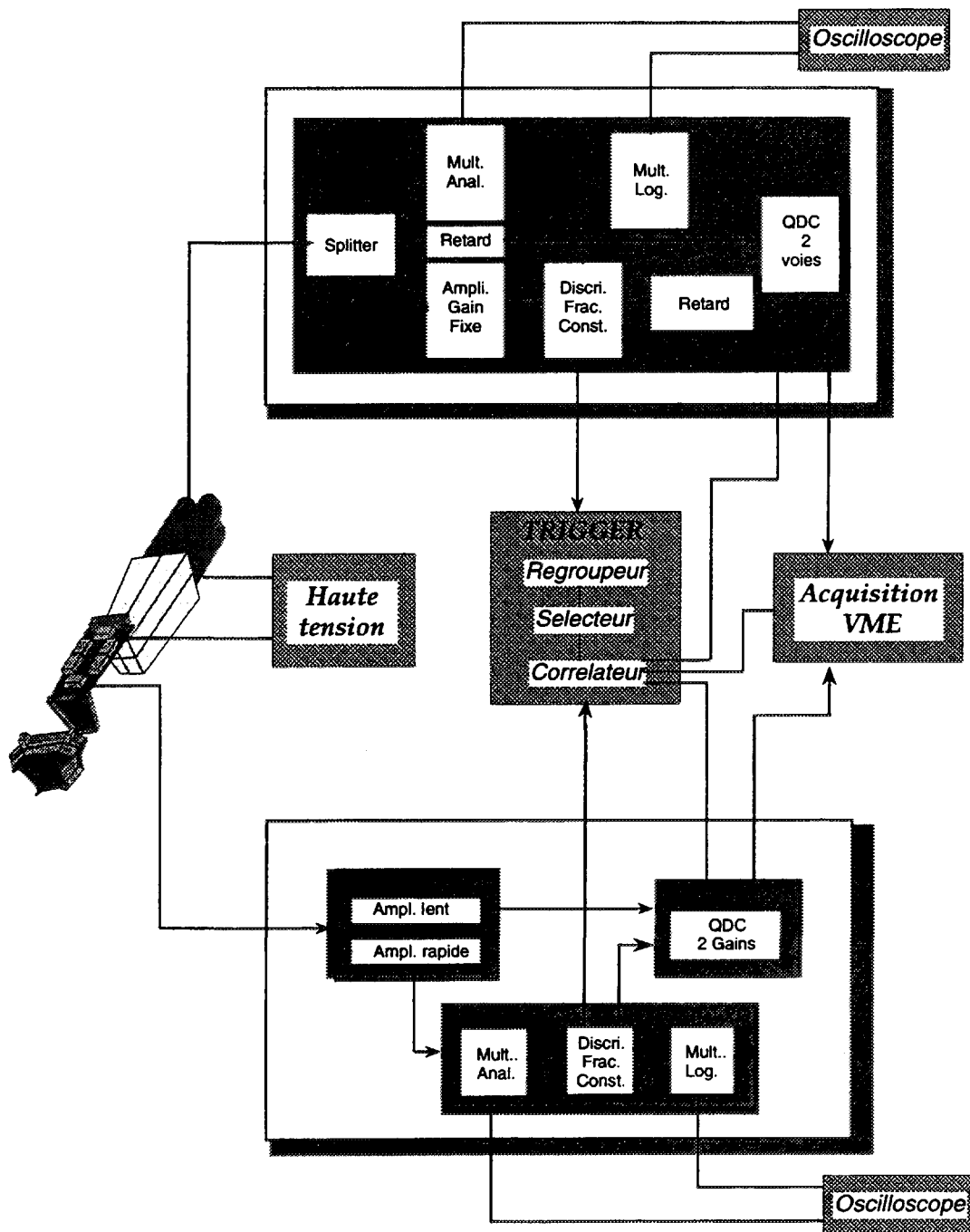


Figure 2.8: Schéma de principe de l'électronique d'INDRA.

Chambres d'ionisation et détecteurs de Silicium.

La réponse des détecteurs de Silicium et des chambres d'ionisation doit couvrir le plus large intervalle possible en énergie tout en gardant des seuils de détection très bas. C'est pourquoi l'électronique d'INDRA a un niveau de bruit minimal pour pouvoir ainsi enregistrer des signaux très faibles. Pour réduire le niveau de bruit une attention spéciale a été portée à la conception mécanique du détecteur, au système de pompage du vide et surtout au câblage et aux connexions des détecteurs. Toutes ces mesures ont permis d'obtenir un niveau de bruit inférieur au mV .

Les préamplificateurs ont été conçus et câblés pour éviter l'interférence des signaux HF. Ces préamplificateurs ont un "gain" de $2mV/MeV$ pour les détecteurs de Silicium et $200mV/MeV$ pour les chambres d'ionisation. La proximité entre les préamplificateurs et les détecteurs ainsi que leur consommation ($0.5W$ par préamplificateur, $150W$ total) oblige à l'emploi d'un système de refroidissement (circulation d'eau refroidie à $10^{\circ}C$) pour garder une température constante d'environ $18^{\circ}C$.

Les principales innovations de l'électronique d'INDRA concerne l'intégration des signaux analogiques [Ber93]. La traditionnelle numérisation de l'amplitude du signal est remplacée par une intégration en charge. Ce type d'intégration augmente la valeur relative du signal par rapport au bruit, et permet de réduire les seuils de détection. Pour pouvoir faire cette intégration en charge, on utilise des amplificateurs qui produisent un signal de forme constante indépendamment de l'amplitude (modules CAMAC avec huit canaux en entrée associés chacun à une sortie rapide et une sortie lente).

Le signal "start" de la porte intégratrice est donné par un discriminateur à fraction constante (module VXI-CFD avec 48 canaux et possibilité de multiplexage pour tester les signaux analogiques à l'entrée et les signaux logiques à la sortie).

Pour augmenter l'intervalle de détection et la résolution des Siliciums et des chambres d'ionisation, on a introduit une double fonction intégratrice pour chaque signal. Cela permet de travailler avec des intégrateurs de 4096 canaux tout en ayant une grande résolution. La première intégration permet de coder les événements jusqu'au $4 GeV$, en ayant une résolution de $1MeV/canal$ (petit gain). La deuxième intégration est amplifiée d'un facteur 16 par rapport à la première; on code donc des événements ayant une énergie maximale de $250MeV$ avec une résolution de $60KeV/canal$ (grand gain).

Iodures de Césium et Phoswich.

Les signaux qui proviennent des photomultiplicateurs sont codés en suivant une méthode d'intégration sensible à la forme du signal. Chaque signal est intégré par une porte rapide de $400ns$, qui est ouverte par un discriminateur à fraction constante, et par une deuxième porte lente de $1.2\mu s$ qui a un retard de $1.6\mu s$ par rapport à la rapide. Le rapport entre les deux intégrations permet une identification en charge et masse des particules légères jusqu'au lithium.

La principale caractéristique de l'électronique de ces détecteurs est qu'elle est fortement intégrée. Pour atteindre ce but des modules VXI avec 24 canaux ont été conçus. Dans ces modules, chaque canal est composé d'un discriminateur à fraction constante, de deux intégrateurs (composantes lente et rapide), des portes logiques associées et des générateurs de retard.

Le "trigger" d'INDRA.

Le "trigger" d'un détecteur est constitué par un ensemble de modules de décision logique qui permet une première sélection des événements. En fonction des caractéristiques de l'événement (nombre de détecteurs touchés, position de ces détecteurs, etc...) le "trigger" crée ou non un signal logique de validation qui est délivré aux différents intégrateurs. Si les signaux sont valides, ils sont enregistrés par le système d'acquisition. Dans le cas contraire ils sont rejetés. La connexion entre le "trigger" et les intégrateurs peut se faire selon deux modes de fonctionnement différents, le mode synchrone et le mode asynchrone.

Dans le mode synchrone ou classique, les signaux logiques qui viennent des discriminateurs sont envoyés au "trigger". Celui-ci va comparer le signal d'arrivée avec une configuration d'acceptation qui a été programmée ou câblée à l'avance. Si le signal coïncide avec cette configuration, le "trigger" envoie un signal de validation aux codeurs pour qu'ils intègrent le signal analogique. La décision du "trigger" a besoin de quelques centaines de nanosecondes, ce qui oblige à retarder les signaux analogiques de façon à les faire arriver aux codeurs en même temps que le signal de validation du "trigger". Le retard des signaux analogiques peut se faire en utilisant des câbles coaxiaux de 50Ω qui produisent un retard de $5ns/m$. Étant donné le nombre de détecteurs d'INDRA il est clair que cette solution n'était pas raisonnable.

Pour INDRA il a donc été choisi un "trigger" asynchrone. Dans ce cas chaque signal analogique commence l'intégration de façon indépendante dans son codeur. Pendant qu'on procède à l'intégration des signaux analogiques, le "trigger" prend la

décision d'acceptation ou de rejet et l'envoi aux codeurs. Si l'événement est accepté l'intégration suit son cours. Dans le cas contraire les codeurs sont remis à zéro dans l'attente d'un nouvel événement. Un avantage de ce type de trigger est qu'un changement du temps de décision du "*trigger*" n'implique pas une modification matérielle du détecteur.

Le "*trigger*" d'INDRA est constitué de trois modules, le regroupeur (NIM), le corrélateur (VXI) et le sélecteur (VXI).

Le regroupeur reçoit tous les signaux qui proviennent d'un même module de détection (chambre d'ionisation + Silicium + Iodure de Césium) et les rassemble dans un seul signal. A partir des signaux rassemblés, ce module détermine la multiplicité en particules de l'événement qui est envoyée au sélecteur.

Le sélecteur décide l'acceptation ou le rejet de l'événement en comparant cette multiplicité avec la configuration valide programmée à l'avance. Si l'événement est accepté, le sélecteur envoie un signal de validation aux intégrateurs.

Le corrélateur joue le rôle de pont entre le sélecteur et le système d'acquisition informatique. Ce module reçoit l'information de la fin de l'intégration des codeurs et autorise le système d'acquisition à lire les résultats de l'intégration.

2.3.5 Acquisition des données.

Le système d'acquisition des données est celui standard du GANIL, où le châssis VME est connecté à un ordinateur VAX-6510 par un réseau optique de transmission des données. Le VAX-6510 a une mémoire de 128 megabytes qui permet le stockage de tous les spectres de contrôle: 1800 spectres monodimensionnels (512 canaux chacun) et 1400 spectres bidimensionnels (128x128 canaux chacun). Ces spectres peuvent être visualisés sur des stations de travail VAX. Des programmes spécifiques ont été développés pour avoir un accès le plus rapide possible à ces spectres. On arrive à traiter ainsi 150 événements par seconde avec ces logiciels de contrôle.

Le taux d'acquisition dépend des événements considérés. Pour des événements ayant une multiplicité de 20 particules (≈ 120 paramètres) le taux d'acquisition est de 400 événements par seconde avec un temps mort de 20%.

Chapitre 3

Identification et étalonnage des produits de la réaction.

3.1 Introduction.

Avant de pouvoir exploiter les données acquises tout au long d'une expérience, il faut interpréter les signaux de réponse de chacun des détecteurs qui ont participé à la détection de l'événement, c'est à dire, qu'il faut assigner une valeur de charge et d'énergie à chaque signal. Les méthodes d'identification en charge et d'étalonnage en énergie dépendent du type de détecteur employé.

Lorsqu'une particule traverse un ou plusieurs détecteurs, elle induit dans ces détecteurs des signaux électriques proportionnels à sa charge et à son énergie [Kno89]. A partir de ces signaux nous pouvons constituer des diagrammes ou matrices bidimensionnelles où toutes les particules de même charge se trouvent dans la même région de la matrice. Le nombre de matrices d'identification à analyser dépend du nombre de cellules de détection. Dans le cas d'INDRA, ce chiffre dépasse le millier. Cela rend impossible un traitement "*manuel*" pour chaque matrice. On a donc dû développer des méthodes automatiques d'identification fondées sur la reconnaissance de formes dans une matrice bidimensionnelle [Benk93].

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser plus particulièrement aux méthodes d'identification des particules légères (p , d , t , et He). Notamment nous allons introduire un nouveau type de matrice pour réaliser cette identification. Ces matrices se construisent à partir des signaux provenant d'un détecteur Silicium et d'un scintillateur. Elles vont nous donner une très bonne séparation isotopique des particules et des fragments jusqu'au Bore ($Z \leq 4$). Nous allons parler aussi de la méthode d'identification automatique utilisée pour ce type de matrice.

L'utilisation de deux étapes de détection (Si et CsI) va nous permettre aussi d'identifier les cas de détection multiple entre un ion lourd et une particule légère et entre deux particules légères dans un même module de détection. Enfin cette technique d'identification va permettre l'élimination de la "pollution" des particules légères secondaires produites par l'interaction des neutrons de la réaction avec les noyaux de Cs et I des détecteurs de Iodure de Césium.

3.2 Identification des particules et des fragments avec INDRA.

Les quatre types de détecteurs qui constituent INDRA (Chambres d'ionisation, détecteurs de Silicium, Iodures de Césium et "phoswich" NE102/NE115) et leur disposition en télescope (fig. 2.9), permettent l'emploi de deux techniques d'identification en charge des particules et des fragments détectés.

3.2.1 Identification des particules à partir de leur perte d'énergie.

La première technique de détection est basée sur l'expression qui paramétrise la perte d'énergie d'une particule lorsqu'elle traverse un milieu en fonction de son énergie incidente. Cette paramétrisation, peut être donnée par la formule de Bethe [Bet30]. Cette formule est obtenue à partir de la perte d'énergie d'une particule qui traverse un milieu due à l'interaction de cette particule avec les électrons atomiques du matériau. Si on néglige, dans un premier temps, les termes constants qui dépendent de la nature du matériau traversé (numéro atomique, densité, etc...), la perte d'énergie par unité de longueur parcourue dépend seulement de son énergie, de sa charge et de sa masse:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{E} A \quad (3.1)$$

Ainsi, si l'on connaît l'énergie d'une particule et sa perte d'énergie quand elle traverse un matériau, on peut déterminer sa charge. Cette technique de détection peut s'appliquer en utilisant un télescope avec deux étages de détection. Dans le premier étage, constitué d'un détecteur mince, la particule perd une partie de son énergie initiale (ΔE). Dans le deuxième étage, si le détecteur est suffisamment épais, la particule est totalement arrêtée et toute l'énergie résiduelle de cette particule est déposée (E_{res}). A partir de ces informations on obtient l'énergie incidente de

la particule $E_i = \Delta E + E_{res}$, et on en déduit sa charge. Ainsi, si on représente dans un diagramme bidimensionnel la perte d'énergie des particules en fonction de leur énergie résiduelle, pour chaque valeur de la charge on obtiendra une courbe parabolique.

Dans les figures 3.1.a et 3.1.b on montre deux exemples de matrices $E - \Delta E$ obtenues entre un détecteur Silicium et un cristal Iodure de Césium d'une part, et entre une Chambre d'ionisation et un détecteur Silicium d'autre part. Ces matrices correspondent à un module de détection de la couronne 2 d'INDRA, et elles ont été obtenues pour la réaction Xe+Sn. Dans ce cas la résolution des détecteurs n'est pas suffisante pour avoir une identification en masse des particules.

Comme on l'a vu dans le chapitre 2, les cellules de détection d'INDRA sont formées par des télescopes composés de trois détecteurs qui permettent la constitution de deux étapes de détection $\Delta E - E$. Le première étage de détection est constitué par la chambre d'ionisation et le détecteur Silicium. Les particules les moins énergétiques vont s'arrêter dans le détecteur de Silicium et seront identifiées à partir de l'énergie résiduelle qu'elles ont déposée dans ce détecteur et l'énergie qu'elles ont perdue dans la chambre d'ionisation (*fig. 3.1.b*). Le deuxième étage de détection est formé du détecteur Silicium et du Iodure de Césium. Les particules les plus énergétiques vont traverser le détecteur de Silicium en perdant une certaine quantité d'énergie ΔE et vont s'arrêter dans le Iodure de Césium, permettant ainsi leur identification (*fig. 3.1.a*). Les cellules de détection qui couvrent les angles les plus grands sont constituées uniquement de deux détecteurs (chambre d'ionisation et détecteur de Iodure de Césium). Dans ce cas nous aurons un seul type de matrice d'identification.

3.2.2 Identification de particules avec un détecteur scintillateur.

La deuxième technique d'identification est basée sur l'emploi de matériaux scintillants. Lorsqu'une particule traverse un matériau de ce type, elle excite ses niveaux moléculaires d'énergie. La désexcitation de ces niveaux par émission de rayonnement lumineux permettra la détection de cette particule. L'intensité de la radiation émise dépend de l'énergie et de la nature de la particule et s'exprime comme [Kno89]:

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (3.2)$$

Où I_0 est l'intensité du signal et τ la durée de vie du niveau excité.

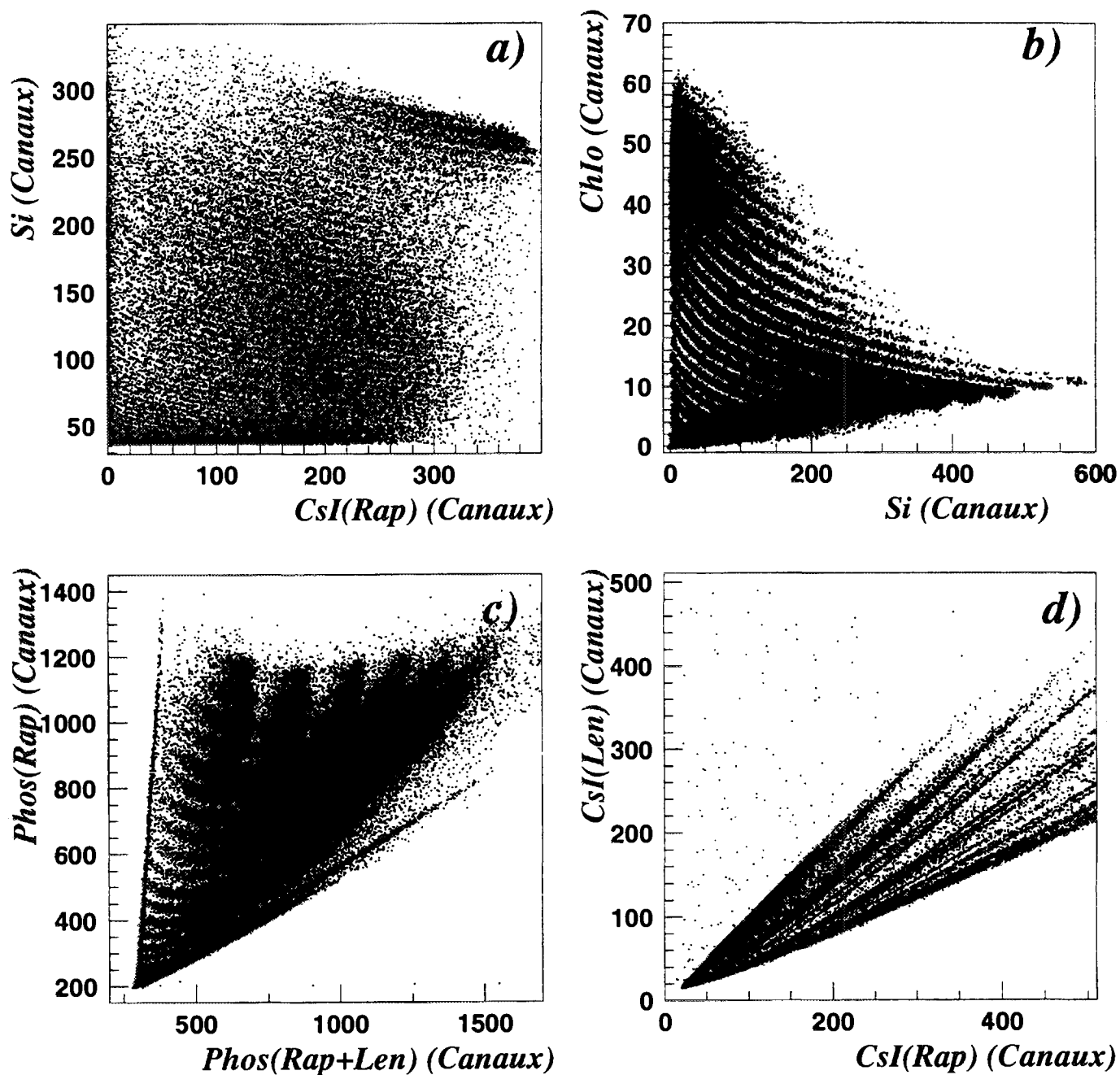


Figure 3.1: Matrices d'identification obtenues avec les modules de détection dTNDRA pour la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$.

Certains détecteurs de ce type ont la caractéristique de présenter deux modes de désexcitation qui correspondent à deux niveaux moléculaires différents.

$$I = I_1 e^{-t/\tau_1} + I_2 e^{-t/\tau_2} \quad (3.3)$$

Le premier terme de cette expression est appelé composante rapide et il est caractérisé par une plus grande intensité et une durée de vie plus petite. Le deuxième terme est la composante lente, qui a une vie moyenne plus grande que la première. L'intérêt de la première composante est que la quantité de lumière qu'elle émet dépend de la nature de la particule (charge et masse) qui produit l'émission. L'analyse du signal lumineux produit dans un scintillateur de ce type par une particule permet de déterminer la valeur de ses composantes rapide et lente. Si on représente dans un diagramme bidimensionnel les composantes rapide et lente, chaque particule (Z, A) crée une courbe différente. Cette technique est surtout utilisée pour à l'identification des particules légères ($Z \leq 2$), comme on peut voir dans la figure 3.1.d.

La méthode de détection avec les détecteurs "*phoswich*" formés par deux plastiques est analogue à celle décrite précédemment avec comme différence que maintenant c'est le premier plastique (*NE112*) qui va donner un signal rapide pendant que le deuxième (*NE115*) donnera le signal lent. Comme on peut le voir dans la figure 3.1.c ce type de détection ne permet pas une séparation isotopique, mais par contre permet d'identifier des fragments jusqu'à une charge $Z \simeq 30$.

3.3 Étalonnage des particules et des fragments.

L'étalonnage en énergie des multidétecteurs est une étape très importante dans les expériences utilisant de tels systèmes de détection. Cet étalonnage dépend de la nature du détecteur, de sa position spatiale, de la particule détectée et de son domaine énergétique. Dans le cas d'INDRA, une seule méthode d'étalonnage n'est pas suffisante pour étalonner tous les détecteurs avec une bonne précision. La combinaison de plusieurs méthodes est nécessaire pour atteindre cet objectif.

Pour l'étalonnage d'INDRA, trois méthodes ont été choisies:

- Méthode $\Delta E - E$, cette méthode est valable pour les ions lourds qui laissent une énergie significative dans les chambres d'ionisation et/ou silicium. L'étalonnage des iodures de césium peut alors être obtenu grâce à la perte d'énergie laissée dans ces premiers détecteurs à condition de connaître par-

faitement leur épaisseur. Pour les particules légères, le problème est plus complexe car celles-ci perdent une quantité d'énergie très faible et le plus souvent non mesurable dans ces deux premiers étages. Il faut donc prévoir une autre méthode.

- Méthode de comparaison de spectres à un même angle: l'adjonction, pour chaque couronne (couronnes 10 à 17, au delà de 45°) de détecteurs d'étalonnage (Silicium minces de $50\ \mu m$ et Silicium-Lithium de grande épaisseur $2\ mm$) permet l'exploitation de cette méthode.
- Méthode utilisant les réactions de diffusion élastique et inélastique [Chb91]: ces réactions produisent sur un large domaine angulaire des spectres en énergie comportant des pics bien définis et qui permettent l'étalonnage des particules légères dans les iodures de césium.

3.4 Identification des particules légères.

Les particules légères qui sont émises dans les réactions entre ions lourds couvrent un large domaine d'énergie. Pour détecter et identifier toutes ces particules on aura besoin de tous les étages de détection d'INDRA. Ainsi, les particules les moins énergétiques émises vers l'avant pourront être identifiées avec la chambre d'ionisation et le détecteur de Silicium, et les plus énergétiques seront identifiées dans les cristaux d'Iodure de Césium. Pour les angles plus arrières, le couplage entre une chambre d'ionisation et un Iodure de Césium permettra la détection de toutes les particules légères émises dans cette direction.

Le grand nombre de particules émises dans la région couverte par le détecteur entre 3° et 45° , avec une énergie suffisante pour traverser le détecteur de Silicium de $300\ \mu m$, nous oblige à faire une identification la plus précise possible pour cette zone. La résolution isotopique (identification en masse) des Iodures de Césium pour les particules légères, et le fait d'avoir un étage antérieure de détection (détecteur de Silicium) nous permet d'avoir une très bonne identification des particules produites dans la collision. Néanmoins, la non linéarité de réponse pour les Iodure de Césium complique l'identification. Dans les paragraphes qui suivent nous verrons comment ce problème d'identification des particules légères a été résolu pour le domaine angulaire des couronnes 2 à 9 d'INDRA ($3^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$).

3.4.1 Nouvelle matrice d'identification.

Les particules les plus énergétiques qui arrivent jusqu'au cristal de Iodure de Césium après avoir traversé le détecteur de Silicium peuvent être identifiées à partir de la technique d'analyse de forme du signal produit par la particule dans l'Iodure de Césium. La figure 3.2.b représente la composante rapide d'un CsI de la couronne deux d'INDRA en fonction de sa composante lente. Dans cette figure on peut voir comment l'emploi de cette technique appliquée aux signaux des Iodures de Césium donne une excellente séparation isotopique des particules quand l'intensité du signal (énergie de la particule) est assez grande. Néanmoins, à basse énergie, la séparation isotopique des particules n'est plus possible. Dans ce cas, l'emploi de l'information recueillie par le détecteur silicium va nous aider à résoudre ce problème.

La figure 3.2.a correspond à une matrice $\Delta E - E$, où le signal ΔE provient de la perte d'énergie de la particule lorsqu'elle traverse le détecteur de Silicium, amplifié avec le grand gain de l'intégration des Siliciums, et le signal E correspond à l'énergie résiduelle déposée par la particule dans l'Iodure de Césium. Cette matrice nous montre que, contrairement au cas antérieur, les particules les moins énergétiques qui arrivent jusqu'au Iodure de Césium, autrement dit, celles qui ont perdu le plus d'énergie dans le détecteur de Silicium, seront mieux identifiées avec ce type de matrice.

Puisque les matrices 3.2.a et 3.2.b sont complémentaires, elles vont nous permettre de faire une bonne identification isotopique des particules dans tout l'intervalle d'énergie couvert par les détecteurs de Silicium et Iodure de Césium. Mais le fait d'utiliser séparément ces deux matrices pour l'identification conduit à une augmentation du travail lors du dépouillement des données. D'autre part, il faudrait aussi établir une valeur limite arbitraire d'énergie à partir de laquelle on utilisera un type de matrice ou l'autre, en sachant que cette limite va dépendre de la réponse de chaque détecteur.

Pour surmonter cet inconvénient, nous avons défini une nouvelle matrice d'identification à partir des deux précédentes. La nouvelle matrice est obtenue par combinaison linéaire du signal provenant du détecteur de Silicium et du signal rapide du Iodure de Césium, représentée en fonction du signal lent de ce dernier détecteur [Ben92]. Les coordonnées de la nouvelle matrice seront donc:

$$\begin{aligned} x &= CsI(Rap) + k * Si(gg) \\ y &= CsI(Len) \end{aligned} \tag{3.4}$$

Où k est un facteur qui dépend du gain du détecteur Silicium.

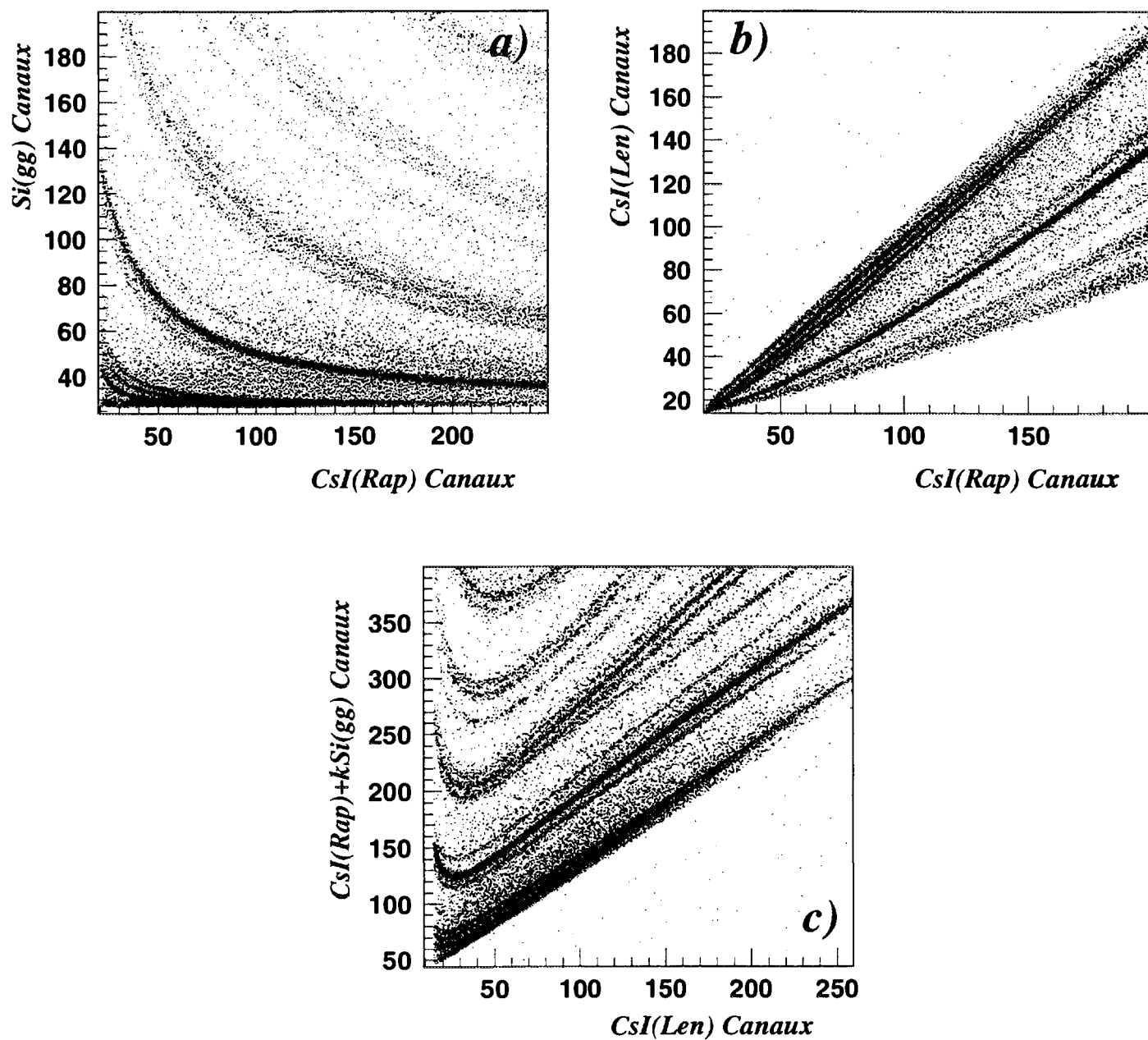


Figure 3.2: Matrices d'identification des particules légères.

Comme on peut voir dans la figure 3.2.c, cette nouvelle matrice nous permet une excellente séparation isotopique des particules légères dans tout l'intervalle d'énergie couvert par les détecteurs. La résolution de cette matrice nous permet même l'identification des isotopes du Lithium et du Béryllium. Il faut noter aussi que cette nouvelle représentation réduit le nombre total de matrices à manipuler, tout en conservant toutes les informations nécessaires à l'identification.

On peut justifier ces résultats à partir des expressions qui paramétrisent la perte d'énergie des particules quand elles traversent un détecteur de Silicium et de la lumière qu'elles produisent dans les cristaux de Iodure de Césium.

Comme nous l'avons vue (Cf. 3.2.1), l'équation 3.1 donne la perte d'énergie d'une particule qui traverse un milieu. Si l'on tient compte des caractéristiques du milieu traversé par la particule, on peut écrire cette équation comme:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(\gamma Z)^2}{E} A \quad (3.5)$$

où γ est la charge effective de la particule donné par la paramétrisation de Northcliffe et Schilling [Nor70]:

$$\gamma^2 = 1 - c_1 e^{-c_2 6.3441 \sqrt[3]{Z\varepsilon}} \quad (3.6)$$

où $\varepsilon = E/A$ et c_1, c_2 sont des constantes positives de la paramétrisation.

Telle que nous l'avons vue dans le paragraphe 3.2.2, l'intensité de la lumière produite par un CsI, quand il est traversé par une particule, est proportionnelle à l'énergie et dépend de la nature de la particule. L'équation de Birks [Bir64] est une paramétrisation de cette quantité de lumière.

$$dL(Rap) = \frac{S dE}{1 + Q(\frac{dE}{dx})} \quad (3.7)$$

$dL(Rap)$ est la fraction de lumière correspondant à la composante rapide du CsI, S est un paramètre relié à l'efficacité de détection du scintillateur, et Q est le facteur de Quenching. Pour un cristal de CsI donné, ces deux derniers paramètres dépendent seulement de la charge de la particule.

La quantité totale de lumière produite dans un CsI peut s'obtenir en intégrant l'expression 3.7 en tenant compte de la relation 3.5 :

$$R = \int_0^\varepsilon \frac{S A \varepsilon' d\varepsilon'}{\varepsilon' + Q(\gamma Z)^2} \quad (3.8)$$

Si on additionne l'expression qui donne la perte d'énergie dans le Silicium et celle qui paramétrise la lumière produite dans le CsI on obtient:

$$\Delta E + R = \frac{(\gamma Z)^2}{\varepsilon} + \int_0^\varepsilon \frac{SA\varepsilon' d\varepsilon'}{\varepsilon' + Q(\gamma Z)^2} \quad (3.9)$$

Pour étudier le comportement de cette fonction on peut considérer les cas extrêmes et donc, négliger la dépendance avec l'énergie du facteur γ . Cette approche est justifiée puisque la constante c_2 de l'expression 3.6 est positive [Str90].

$$\gamma^2 = 1 - c_1 = cte \quad \text{pour } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (3.10)$$

$$\gamma^2 = 1 = cte \quad \text{pour } \varepsilon \rightarrow \infty \quad (3.11)$$

Si on introduit cette approximation dans l'équation 3.9 on obtient:

$$\frac{(\gamma Z)^2}{\varepsilon} \quad \text{pour } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (3.12)$$

$$\Delta E + R = SA\varepsilon \quad \text{pour } \varepsilon \rightarrow \infty \quad (3.13)$$

Donc on peut conclure qu'à basse énergie c'est le signal du Silicium qui domine dans l'identification, tandis qu'à haute énergie c'est le détecteur de Iodure de Césium qui permet l'identification des particules. Ce résultat montre que l'addition du signal provenant du détecteur Silicium avec la composante rapide du CsI améliore la qualité de l'identification des particules légères avec INDRA.

3.4.2 Localisation automatique des lignes de charge dans une matrice d'identification.

Après la construction des matrices d'identification correspondant à chaque module de détection on doit repérer la position de chacune des lignes isotopiques ou de charge de la matrice. Cette partie du travail de dépouillement surtout quand le nombre de matrices à analyser devient très important comme c'est le cas ici. Pour cette raison des méthodes automatiques de localisation des lignes de charge ont été développées [Benk93].

Comme nous l'avons déjà dit, les matrices d'identification sont constituées par différentes régions qui correspondent chacune à une valeur de charge différente. Ces régions de charge sont formées par une accumulation continue de points tout au long d'une direction donnée. Les lignes de différente charge sont parallèles entre elles, et on observe une diminution de la densité de points entre deux lignes. Les méthodes de localisation automatique des lignes de charge utilisent des algorithmes

d'identification de forme dans une image bidimensionnelle. Dans le cas présent, nous avons utilisé un algorithme de recherche dynamique des concentrations de points dans une image [Did71]. Cet algorithme nécessite un point de départ sur la ligne de charge à identifier et une direction de recherche. A partir de ce point on calcule le centre de gravité des points placés dans un rectangle de dimensions déterminées, l'origine et l'orientation étant fixés par le point de départ et la direction de recherche. Avec ce centre de gravité calculé et les points connus sur la ligne de charge, l'algorithme calcule une nouvelle la direction de recherche. L'algorithme est capable de trouver les lignes de charge par une méthode itérative si la statistique dans la région de recherche est suffisante.

Le point de départ pour cet algorithme peut s'obtenir "à la main" en sélectionnant un point sur chacune des lignes de charge ou bien à l'aide d'un deuxième algorithme qui détermine lui-même le point de départ et la direction de recherche de chaque ligne. Nous avons choisi la deuxième procédure. Nous avons pour cela utilisé le fait que la section efficace de production des particules légères (p , d , t et He) dans une réaction nucléaire est toujours supérieure à celle des fragments. La procédure se résume en :

1. Recherche automatique d'un seuil dans le nombre de points par coordonnée dans la matrice d'identification à partir duquel on a seulement des coordonnées qui correspondent aux lignes de charge des particules légères (fig. 3.3).
2. Une fois que le seuil est fixé, nous projetons sur l'axe y , pour différents intervalles en x , le contenu de la matrice d'identification supérieur à ce seuil. Le résultat de cette projection sera un histogramme monodimensionnel avec cinq pics, qui en ordre croissant de la coordonnée " y " correspondent aux lignes de γ , p , d , t , et 4He (fig. 3.3). La valeur moyenne de chacun de ces pics, pour une valeur donnée de x , nous donne le point de départ pour chacune des lignes de charge. En répétant cette opération pour plusieurs intervalles en x , nous obtenons un ensemble de points de départ pour chaque ligne, qui peuvent s'ajuster avec une droite. Cette droite nous donne la direction initiale de recherche.

Le troisième paramètre nécessaire pour l'algorithme de localisation est une distance maximale, qui, avec la direction de recherche, va déterminer le rectangle où sera calculé le prochain centre de gravité. Ce paramètre dépendra de la distance entre les lignes de charge et donc des gains des amplificateurs associés aux détecteurs avec lesquels on a construit la matrice d'identification. Ce paramètre sera ajusté en

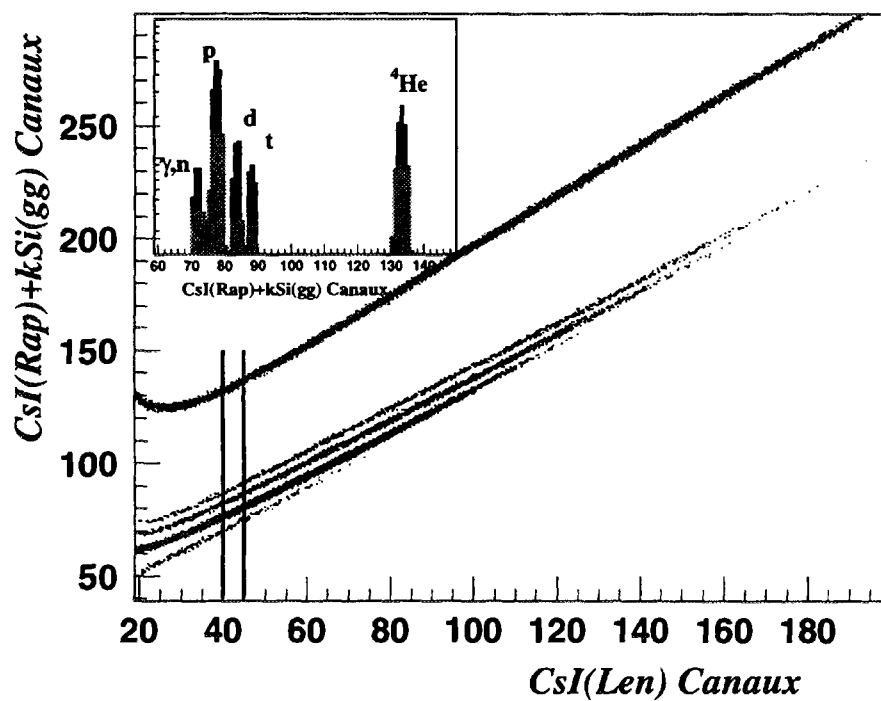


Figure 3.3: Localisation automatique des lignes de charge.

fonction de la couronne traitée, puisque pour une même couronne tous les détecteurs ont sensiblement le même gain.

Les résultats de cette méthode de recherche automatique des lignes de charge dépendent de la statistique de la ligne de charge (nombre d'événements dans la matrice d'identification) et aussi de la séparation entre lignes de charge différentes. Pour la région de grande énergie, où le nombre d'événements est faible et où les défauts des cristaux de CsI produisent une diminution de la résolution de chaque ligne, il sera nécessaire de faire une intervention manuelle afin de corriger les lignes de charge pour certains modules de détection.

3.4.3 Algorithme d'identification.

A partir des valeurs des signaux produits pour chaque particule dans les détecteurs qu'elle traverse (Silicium et Iodure de Césium) nous pouvons calculer la position de la particule dans la matrice d'identification correspondante ($x = CsI(len)$, $y = K*Si + CsI(rap)$). En suivant un critère de proximité entre les positions de la particule dans la matrice et les lignes des isotopes, qui ont été localisées précédemment, nous pouvons déterminer la charge et la masse de chaque particule.

Pour calculer la distance entre un point quelconque de la matrice d'identification et les lignes de charge, il est nécessaire de connaître la valeur des lignes de charge pour toutes les valeurs des coordonnées x et y de la matrice. Ceci équivaut à connaître la localisation pour chacun des 4096 canaux des intégrateurs d'INDRA. L'algorithme de localisation des lignes nous donne un ensemble de points plus ou moins équidistants tout au long de la ligne. Pour déterminer la position exacte pour une coordonné quelconque on peut utiliser deux méthodes différentes. Soit on ajuste les points connus par une fonction qui reproduit le plus fidèlement possible la ligne, soit on utilise un algorithme d'interpolation entre les points connus [Pre86]. Nous avons choisi la deuxième solution parce que l'amplitude de l'intervalle à ajuster par une fonction (4096 canaux) rend difficile l'obtention d'ajustements précis, surtout dans les cristaux qui présentent des irrégularités dans les lignes de charge dues à des défauts ponctuels du cristal.

Avec la technique d'interpolation, on peut déterminer la position relative entre le signal produit par chaque particule et les lignes de charge les plus proches. Afin de faciliter ce travail nous avons défini une échelle à partir d'une variable d'identification pid définie comme:

$$pid = 3Z + A \quad (3.14)$$

Dans cette échelle la ligne des protons correspond à la position $pid = 4$, la ligne des deutons correspond à $pid = 5$, celle des 4He à $pid = 11$ etc. Cette échelle nous permet une identification instantanée en charge et en masse des particules à partir de leur position. Un exemple de résultat du calcul du paramètre pid en fonction du signal rapide des particules identifiées dans un module de détection de la couronne 6 d'INDRA est donné dans la figure 3.4.a. Finalement, sur une projection monodimensionnelle du paramètre d'identification (fig. 3.4.b) nous pouvons apprécier de manière encore plus claire la qualité de l'identification. Les minima entre pics pour cette projection fournissent la limite d'identification entre les différentes particules.

Un autre avantage de cette méthode est qu'il n'est pas nécessaire de connaître la position de toutes les lignes de charge pour pouvoir calculer le paramètre pid . Seule la connaissance d'une ligne de charge par isotope et des minima de la projection du paramètre pid permettent d'obtenir une identification isotopique de toutes les particules ayant $Z \leq 5$.

3.4.4 Identification de la détection multiple produite par des particules légères.

La procédure d'identification qu'on vient de détailler fournit une excellente séparation isotopique des particules ayant une charge $Z \leq 5$. Dans la figure 3.4.b nous pouvons voir clairement les *pics* correspondants à chacun des types de particules identifiées. Nous pouvons aussi observer une accumulation de particules non identifiées dans la zone placée entre deux régions de charge différente. Cette accumulation est présente aussi dans la figure 3.2.c. Les signaux qui correspondent à ces événements peuvent s'expliquer à partir de la somme de deux signaux produits par des particules dont la région de charge se trouve au dessous de la zone considérée. Ils correspondent donc à une détection multiple de particules légères dans un même module de détection.

Pour confirmer ce point nous avons simulé une détection multiple de particules légères dans un même module de détection en sommant les signaux produits par deux particules détectées individuellement. La figure 3.5 montre le résultat de cette simulation. Dans cette figure nous pouvons voir dans la région placée entre $Z = 1$ et $Z = 2$, la région de charge produite par la détection multiple d'un proton et d'un triton ou celle de deux tritons pour différentes énergies. Dans la région placée entre $Z = 2$ et $Z = 3$ nous trouvons le signal produit par la désintégration du 8Be (instable) en deux 4He sensiblement de même vitesse.

A partir de la projection du paramètre d'identification " pid ", nous pouvons

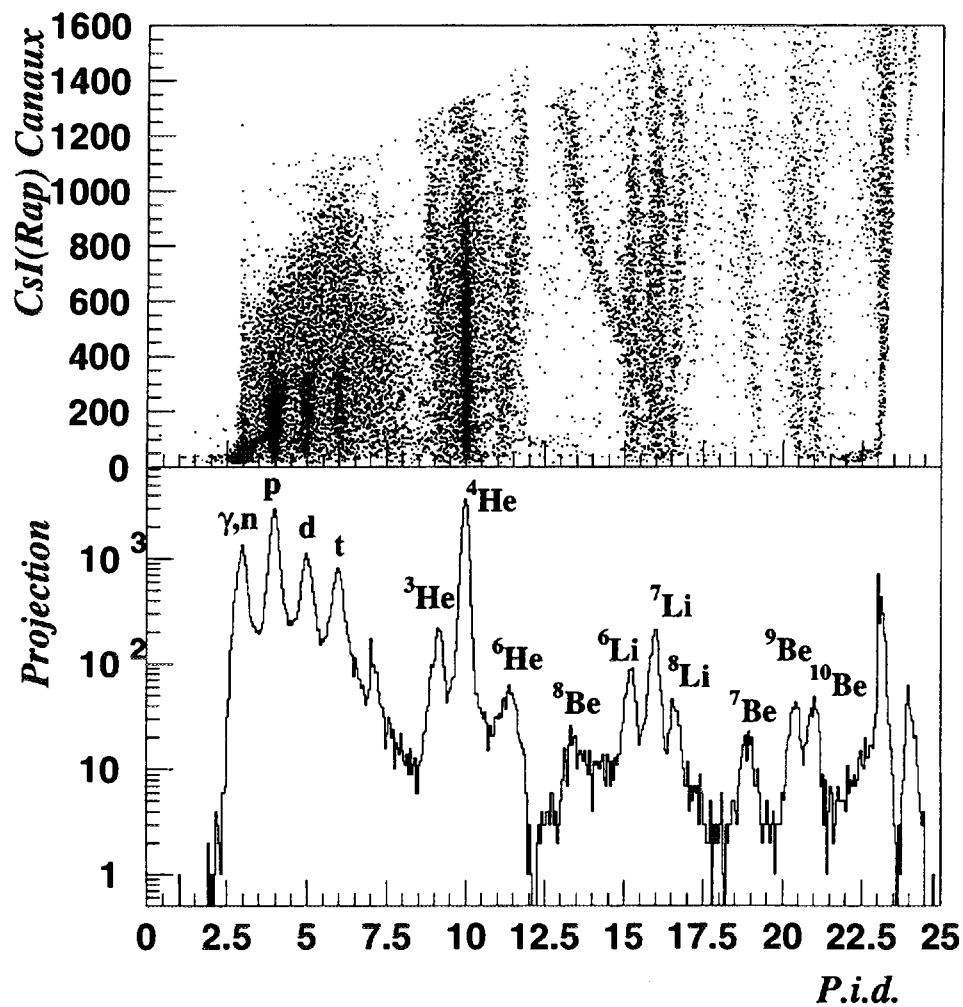


Figure 3.4: Signal rapide du Iodure de Césium en fonction du paramètre d'identification (*pid*) et projection de ce paramètre.

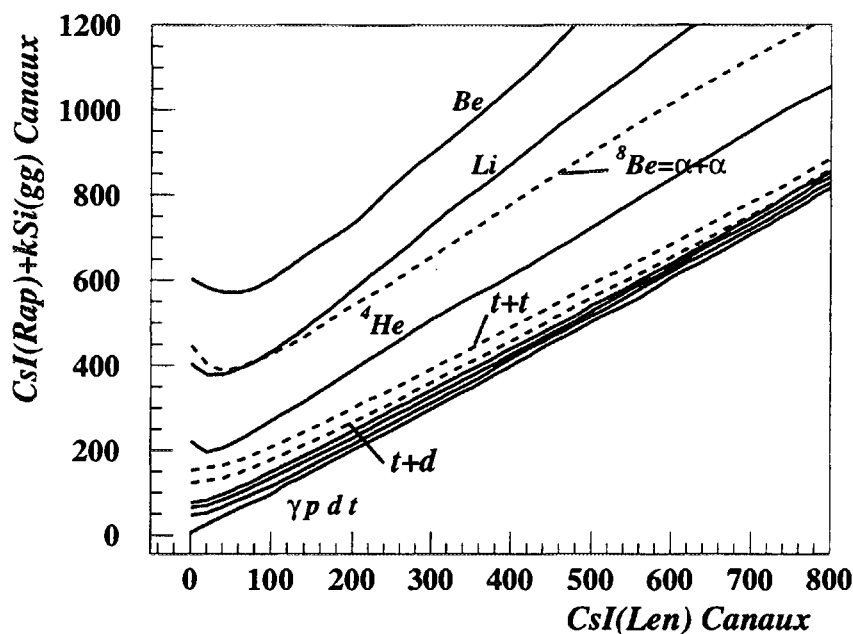


Figure 3.5: *Simulation de la détection multiple de deux particules légères dans le même module de détection.*

séparer les régions qui correspondent à la détection multiple des particules légères. Ceci nous permet de compter le pourcentage de détections multiples par événement que nous sommes capables d'identifier. Dans la table 3.1 nous présentons ces pourcentages de détections multiples pour différents systèmes et diverses conditions de détection. En général nous pouvons voir que ce pourcentage de détection multiple varie entre 0.5% et 2% des particules et fragments identifiés par événement.

3.5 Cohérence de l'identification.

L'emploi de modules de détection composés nous permet de vérifier la cohérence de l'identification obtenue dans tous les étages de détection. A savoir, nous devons obtenir une même valeur de charge pour une particule dans chacun des étages de détection qu'elle traverse. La vérification de cette cohérence permet d'éliminer des événements mal identifiés et permet de lever certaines ambiguïtés dans le cas de détection multiple. Nous allons détailler ici l'étude de la cohérence entre les détecteurs Silicium et les détecteurs de Iodure de Césium entre 3° et 45° .

Tableau 3.1: *Pourcentage de détection multiple de particules légères identifiées pour différents systèmes et conditions de détection.*

80% Z_{tot}	domaine angulaire	Ar+Ni 32 MeV/A	Ar+Ni 95 MeV/A	Xe+Sn 25 MeV/A	Xe+Sn 50 MeV/A	Gd+U 36 MeV/A
No	$3^\circ - 45^\circ$	1.19	1.62	1.40	2.21	1.73
No	$0^\circ - 180^\circ$	0.63	1.37	1.23	1.73	1.70
Si	$3^\circ - 45^\circ$	0.82	1.17	1.42	2.29	1.53
Si	$0^\circ - 180^\circ$	0.48	0.64	0.76	1.37	0.97

3.5.1 Cohérence Si-CsI.

L'identification des particules légères à partir de la somme des signaux qu'elles produisent dans les détecteurs de Silicium et de Iodure de Césium nous permet de vérifier la cohérence de cette identification entre ces deux détecteurs. Pour pouvoir analyser la cohérence il est nécessaire d'identifier la particule en utilisant uniquement le détecteur de Iodure de Césium. Ensuite on compare cette identification à celle qu'obtenue en ajoutant l'information du détecteur Silicium.

Une telle analyse implique la répétition de toute la procédure d'identification (expliquée dans les paragraphes précédents), mais cette fois appliquée aux matrices obtenues avec les composantes rapide et lente des détecteurs d'Iodure de Césium (*fig. 3.2.b*). La principale difficulté de cette identification est la localisation des lignes de charges dans les matrices Rap/Len. En fait, dans ce cas, les méthodes de localisation automatique sont moins bien adaptées puisqu'à basse énergie la résolution dans les CsI ne permet pas une séparation des lignes de charge. Pour contourner ce problème, nous avons déduit les lignes de charges pour la matrice Rap/Len à partir des lignes que l'on a déjà obtenues pour la matrice Si+Rap/Len. En utilisant un algorithme qui localise les particules qui se situent sur les lignes de charges des matrices Si+Rap/Len, on obtient les valeurs des signaux du détecteur de Silicium et du CsI. En représentant les signaux CsI(Rap) en fonction des signaux CsI(Len), on obtient les lignes de charges de la matrice Rap/Len. Une fois les lignes de charges connues, on identifie les particules en utilisant la procédure décrite dans la section 3.3.

La comparaison des valeurs de charge obtenues pour chaque particule avec les deux identifications (Si+Rap/Len et Rap/Len) permet de vérifier la cohérence de l'identification. Si on obtient les mêmes valeurs de charge et de masse, on dira que l'identification est cohérente. Dans le cas contraire, l'identification est incohérente. Cette incohérence peut être due à:

1. La charge identifiée dans le détecteur Silicium est supérieure à celle identifiée dans de CsI. Cet événement correspond à une détection multiple entre un ion lourd qui s'arrête dans le Silicium et une particule légère atteignant l'Iodure de Césium. Dans la prochaine section nous verrons comment traiter ce cas de détection multiple.
2. Il n'y a pas de signal dans le détecteur Silicium mais le CsI détecte une particule légère ($Z \leq 2$). Nous verrons dans la section 3.6 que ces événements correspondent à des neutrons produits dans la réaction nucléaire qui interagissent avec les noyaux des cristaux de CsI, et qui produisent des particules chargées.
3. La charge identifiée dans le Silicium est inférieure à la charge identifiée dans le CsI. Ce cas reflète un mauvais fonctionnement du détecteur Silicium.

3.5.2 Identification de la détection multiple produit par une particule légère et un fragment lourd.

La vérification de la cohérence de l'identification entre le détecteur Silicium et le détecteur d'Iodure de Césium permet de résoudre une partie des détections multiples d'une particule légère et d'un fragment lourd. Si un fragment lourd est arrêté dans le détecteur Silicium (*fig. 3.6*) pendant qu'une particule légère atteint le CsI, le signal produit par le Silicium correspond à la somme des signaux induits par le fragment et la particule tandis que le CsI ne détecte que le passage de la particule ($Z_{Si} \geq Z_{CsI}$).

Dans ce cas la détection multiple est identifiée, et on peut assigner la valeur de la charge correspondant à la particule et au fragment. On obtient la charge de la particule à partir des signaux Rap-Len du CsI. Le fragment peut être identifié à partir des signaux qu'il a produit dans la chambre d'ionisation et dans le Silicium, après avoir enlevé au signal Silicium la part d'énergie correspondant à la particule.

Si on comptabilise la quantité de détections multiples d'une particule et d'un fragment lourd pour différents systèmes, on observe qu'en moyenne le pourcentage de détections multiples varie entre 0.5% et 2.5% des particules détectées. Dans le

Tableau 3.2: *Pourcentages de détection multiple identifiées pour différents systèmes en fonction du domaine angulaire et la charge totale de l'événement.*

80% Z_{tot}	domaine angulaire	Ar+Ni 32 MeV/A	Ar+Ni 95 MeV/A	Xe+Sn 25 MeV/A	Xe+Sn 50 MeV/A	Gd+U 36 MeV/A
Non	$3^\circ - 45^\circ$	1.92	3.05	1.72	2.73	1.82
Non	$0^\circ - 180^\circ$	1.56	2.22	1.42	2.06	1.79
Si	$3^\circ - 45^\circ$	1.89	3.18	1.77	2.99	1.62
Si	$0^\circ - 180^\circ$	1.19	1.93	0.98	1.85	1.05

tableau 3.2, nous présentons les pourcentages globaux de détection multiple (entre deux particules légères Cf 3.2 ou entre une particule légère et un fragment lourd) pour différents systèmes. Le pourcentage global de détections multiples qu'on peut identifier avec le CsI et le détecteur Silicium varie entre 1% et 3% des particules identifiées dans l'événement.

La figure 3.6 montre la valeur moyenne du pourcentage de détections multiples identifiées en fonction de la multiplicité de l'événement pour le système Xe + Sn à 50 MeV/A. Si on considère les événements ayant la plus haute multiplicité, le pourcentage de détections multiples identifiées correspond à 1.8% des particules détectées entre 3° et 45° (domaine angulaire où l'on traite la détection multiple), et à 1.2% des particules détectées dans tout le détecteur. Ces pourcentages sont assez significatifs surtout si l'on considère que la granularité d'INDRA produit un taux de détection multiple d'environ 5% des particules produites dans les réactions de haute multiplicité (Cf 2.3). Signalons en outre que nous traitons ici seulement les détections multiples avec le Silicium et le CsI, et que d'autres méthodes ont été développées pour traiter la détection multiple dans les chambres d'ionisation et les Siliciums.

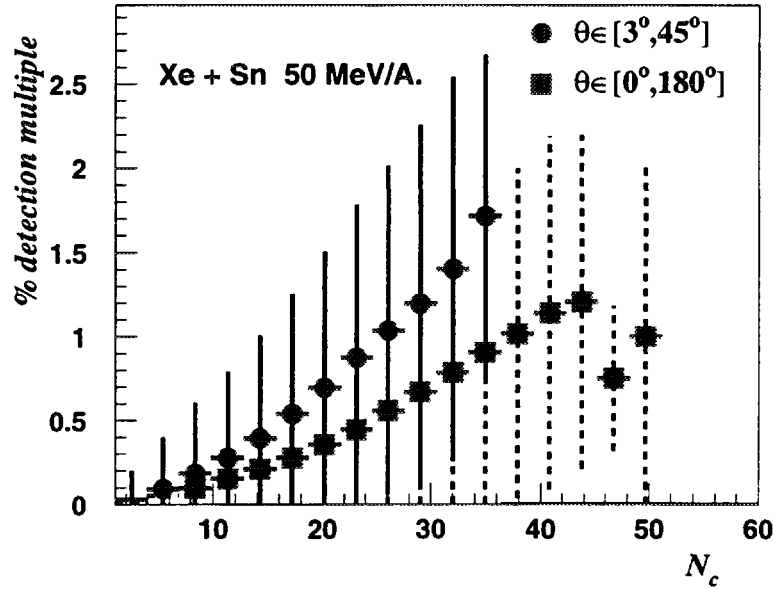


Figure 3.6: Pourcentage de détection multiple par événement de deux particules dans le même module de détection en fonction de la multiplicité totale de l'événement pour le système $Xe+Sn$ à 50 MeV/A.

3.6 Pollution des neutrons dans l'identification des particules légères.

La vérification de la cohérence de l'identification des particules légères (Cf. 3.4) nous a permis de détecter des événements identifiés comme étant des particules légères dans le CsI mais qui ne laissent pas de signal dans le Silicium.

Nous avons vérifié que ces événements ne proviennent ni d'un mauvais fonctionnement de l'électronique (diaphonie) ni de la radioactivité résiduelle dans les détecteurs de CsI. Il reste donc deux possibilités pour expliquer la provenance de ces événements:

- Il s'agit des particules qui ont traversé les zones mortes du Silicium. Ces zones mortes correspondent à 4% de la surface totale du détecteur de Silicium.
- Il s'agit de particules produites par interaction des neutrons de la réaction avec les noyaux qui constituent les détecteurs de CsI. Une telle interaction se produit à partir de réactions du type $Cs^{133}(n,p)X$, $Cs^{133}(n,d)X...$

Ceci nous a poussé à faire une étude de l'interaction des neutrons avec les cristaux

Tableau 3.3: Principales réactions d'interaction entre un neutron et les noyaux d'un cristal de CsI où une particule légère est émise.

Cs^{133}	Q	I^{127}	Q
$Cs^{133} (n,p\gamma) Xe^{133}$	0.36	$I^{127} (n,p\gamma) Te^{127}$	-0.02
$Cs^{133} (n,pn) Xe^{132}$	-6.47	$I^{127} (n,pn) Te^{126}$	-6.47
$Cs^{133} (n,np) Xe^{132}$	-6.47	$I^{127} (n,np) Te^{126}$	-6.47
$Cs^{133} (n,d) Xe^{132}$	-3.78	$I^{127} (n,d) Te^{126}$	-4.24
$Cs^{133} (n,n\alpha) I^{129}$	-2.32	$I^{127} (n,n\alpha) Sb^{123}$	-2.23

d'Iodure de Césium.

3.6.1 Interaction des neutrons avec un cristal de Iodure de Césium.

Les neutrons interagissent avec la matière par interaction forte. La portée limitée de cette interaction fait que les neutrons sont des particules très pénétrantes.

La probabilité d'interaction des neutrons avec la matière est donnée par l'expression [Leo87]:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.15)$$

où N_0 est le flux de neutrons incidents, x est l'épaisseur du matériau et λ est le libre parcours moyen du matériau qu'on peut définir comme:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{N_a \rho}{A} \sigma_{tot} \quad (3.16)$$

où ρ est la densité du matériau, A est son nombre de masse, N_a est le nombre d'Avogadro, et σ_{tot} est la section efficace totale d'interaction.

En dehors des réactions de diffusion élastique ou inélastique, les neutrons peuvent induire des réactions du type (n,p) , (n,d) , (n,α) , ... où un neutron est capturé et une particule chargée est émise. Dans le tableau 3.3 nous citons les principales interactions de ce type entre un neutron et les noyaux composant le CsI.

Les sections efficaces pour ces réactions varient avec l'énergie des neutrons incidents. La plupart des données de la littérature se situent dans un intervalle d'énergie

incidente des neutrons entre 10 et 22 MeV [Dix63], [Hil75]. Les sections efficaces correspondantes varient entre 20 mb à 12 MeV et 130 mb à 22 MeV [Lan63]. Au delà de ces énergies les données existantes correspondent à des calculs faits avec des modèles de cascade intranucléaire [Cug85].

Même si ces sections efficaces ne sont pas grandes, le fait d'utiliser des cristaux de CsI de plusieurs centimètres d'épaisseur augmente la probabilité d'interaction des neutrons avec le cristal de CsI, produisant des particules chargées avec une efficacité de l'ordre de 7%. Si en plus on tient compte de la section efficace de diffusion élastique qui est de l'ordre de 1.5 *barn* et si l'on considère la géométrie complète d'INDRA, on obtient une contribution non négligeable de particules chargées produites par des neutrons rapides qui ont subi une première diffusion élastique et qui peuvent interagir une seconde fois avec un CsI voisin.

Nous avons effectué des simulations pour évaluer l'influence de l'épaisseur des cristaux de CsI, la géométrie d'INDRA et la cinématique des neutrons incidents dans la production de particules chargées secondaires.

3.6.2 Simulation de l'interaction des neutrons avec un cristal d'Iodure de Césium.

La simulation de cette interaction a été faite avec le logiciel GEANT3 [Bru87]. Ce logiciel permet de simuler la trajectoire d'une particule qui traverse INDRA en tenant compte de la géométrie du détecteur, de la nature de la particule et celles des matériaux traversés.

Dans une première étape nous avons simulé l'interaction d'un flux de neutrons à différentes énergies sur un cristal de CsI. Pour cela nous avons considéré la géométrie typique des cristaux de CsI d'INDRA, et nous avons changé l'épaisseur du cristal pour reproduire tous les types de CsI qu'on peut trouver dans INDRA (*tableau 2.1*). La figure 3.7 montre le résultat de cette simulation sous forme du rapport du nombre de protons produits sur le nombre de neutrons incidents (N_p/N_n), en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

La figure 3.7.a représente le taux de production des protons secondaires par rapport aux neutrons incidents pour différentes épaisseurs de CsI. La figure 3.7.b montre une augmentation de la probabilité de production des protons secondaires avec le nombre de CsI voisins. La figure 3.7.c montre le rapport N_p/N_n obtenu en considérant une interaction simple et une interaction multiple des neutrons dans le CsI. On voit que le rapport N_p/N_n dû aux interactions multiples n'est pas négligeable

par rapport à celui des interactions simples et qu'il augmente avec l'énergie incidente des neutrons. Finalement la figure 3.7.d, montre que cette probabilité d'interaction multiple augmente avec le nombre de détecteurs voisins.

Comme on l'a déjà vu dans le chapitre précédent (*tableau 2.1*) l'épaisseur des cristaux de CsI d'INDRA est plus petite pour les détecteurs arrières. En plus, la cinématique de la réaction influence la distribution angulaire des neutrons. Donc si l'on veut simuler l'efficacité de détection des neutrons avec INDRA on doit tenir compte de ces deux facteurs. Pour simuler la géométrie d'INDRA il suffit de considérer les épaisseurs des cristaux de CsI pour chaque angle θ qu'ils occupent. Le deuxième facteur est plus compliqué à évaluer puisque à priori nous ne connaissons pas la forme des spectres d'énergie des neutrons produits dans la réaction. Dans une première approximation nous pouvons considérer que le spectre de neutrons est équivalent au spectre de protons détectés au même angle, auquel est retranché la contribution correspondante de la barrière coulombienne des protons.

Avec ces hypothèses nous pouvons faire une simulation réaliste qui permettra de comparer le pourcentage de neutrons qui interagissent avec les CsI et la forme des spectres d'énergie des protons résultants de la simulation avec les données expérimentales. Dans la figure 3.8 nous comparons le spectre de protons obtenus avec la simulation à celui obtenu expérimentalement dans un module de la couronne 7 d'INDRA. Comme on peut le voir, le spectre obtenu avec la simulation est comparable à celui obtenu avec INDRA. Sur la même figure nous avons représenté le spectre des neutrons incidents.

Dans la figure 3.9 nous montrons l'efficacité de détection des neutrons en fonction de l'angle θ du détecteur en considérant un seul cristal de CsI. Comme on peut le voir, l'efficacité varie principalement avec l'épaisseur du détecteur.

Si l'on considère tous les facteurs qui participent à l'augmentation de l'efficacité d'interaction des neutrons (épaisseur des CsI, cinématique des neutrons et géométrie du détecteur) on peut conclure que l'efficacité d'interaction des neutrons avec INDRA entre $\theta = 2^\circ$ et $\theta = 45^\circ$ est de l'ordre de 7% en moyenne.

3.6.3 Analyse des données expérimentales.

Les données obtenues pendant la première campagne d'expériences avec INDRA nous ont permis d'étudier les propriétés des neutrons identifiés dans le domaine angulaire $\theta = 2^\circ$ à $\theta = 45^\circ$. Les réactions que nous avons utilisé pour cette étude sont : $Ar+Ni$ à 32 MeV/n, $Ar+Ni$ à 95 MeV/n, $Xe+Sn$ à 25 MeV/n, $Xe+Sn$ à 50 MeV/n et $Gd+U$ à 96 MeV/n. Avec ces réactions nous couvrons un large intervalle

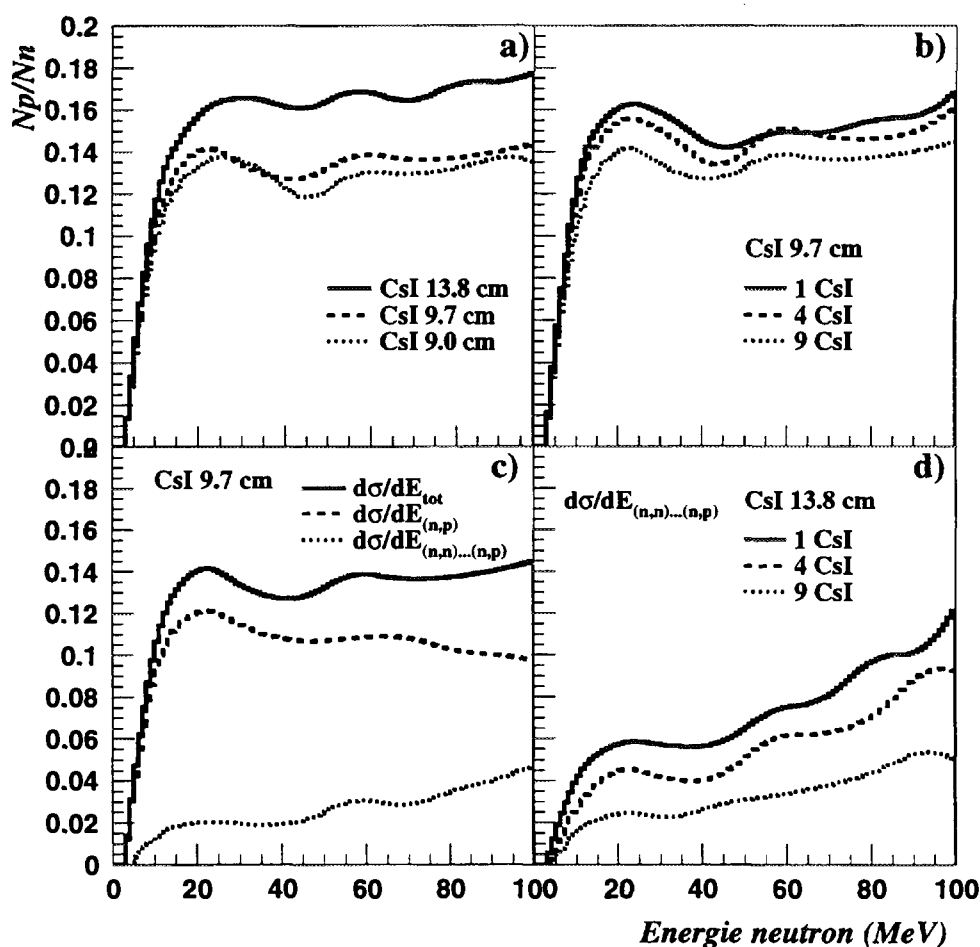


Figure 3.7: Simulation de l'interaction des neutrons avec un cristal de CsI en fonction de l'énergie des neutrons en tenant compte a) de l'épaisseur du cristal, b) du nombre des CsI voisins, c) de la possibilité d'avoir des interactions secondaires dans un détecteur voisin et d) du nombre de détecteurs voisins pour les interactions multiples.

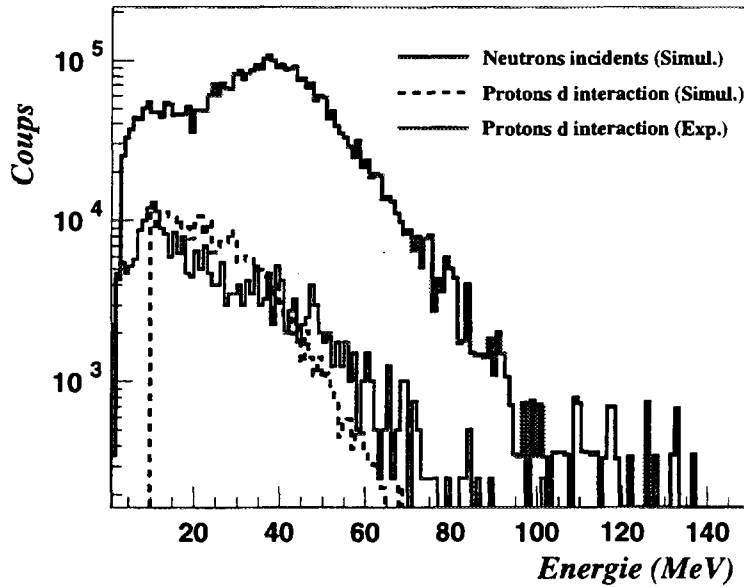


Figure 3.8: *Spectre expérimental(continu) et spectre simulé(pointillé) des protons produits pour l'interaction des neutrons avec un CsI de la couronne 7 d'INDRA. Le spectre continu en trait épais correspond aux neutrons incidents.*

d'énergie incidente et de nombre de neutrons disponibles dans la réaction.

Dans la figure 3.10 nous présentons la valeur moyenne de la multiplicité de neutrons (non corrigées de l'efficacité) en fonction de la multiplicité totale des particules chargées détectées dans **INDRA** pour les différents systèmes. La figure montre que pour tous les systèmes étudiés, le nombre moyen de neutrons augmente rapidement avec la multiplicité des particules chargées et présente une saturation à haute multiplicité. Si l'on considère que la multiplicité de particules chargées est liée à l'énergie d'excitation du système, ce résultat vérifie la prédominance de l'émission de neutrons à basse énergie d'excitation (*Cf.* 5.4).

La deuxième information que l'on peut extraire de cette figure est que la multiplicité de neutrons augmente avec la masse du système considéré reflétant ainsi l'excès de neutrons correspondant. Dans la figure 3.11 on présente le pourcentage de neutrons détectés par rapport au nombre de protons en fonction du système étudié.

Dans la figure 3.12 nous comparons les distributions angulaires de protons dus aux interactions des neutrons avec les CsI à celles des protons de la réaction pour les systèmes étudiés. Si l'on tient compte du fait que l'efficacité de détection des neu-

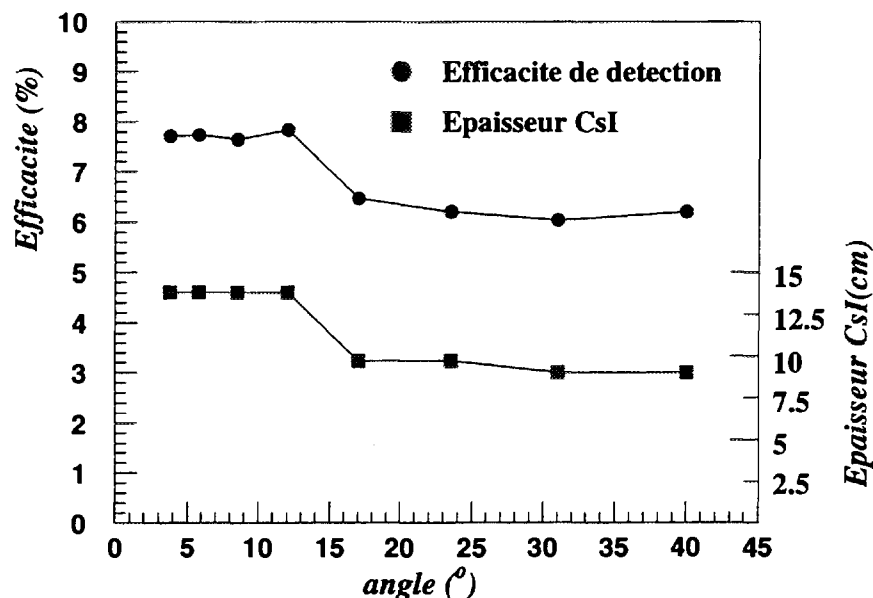


Figure 3.9: Efficacité de détection des neutrons avec INDRA en fonction de l'angle du détecteur en considérant un seul cristal de CsI. L'échelle à droite représente l'efficacité de détection, et l'échelle à gauche représente l'épaisseur des CsI.

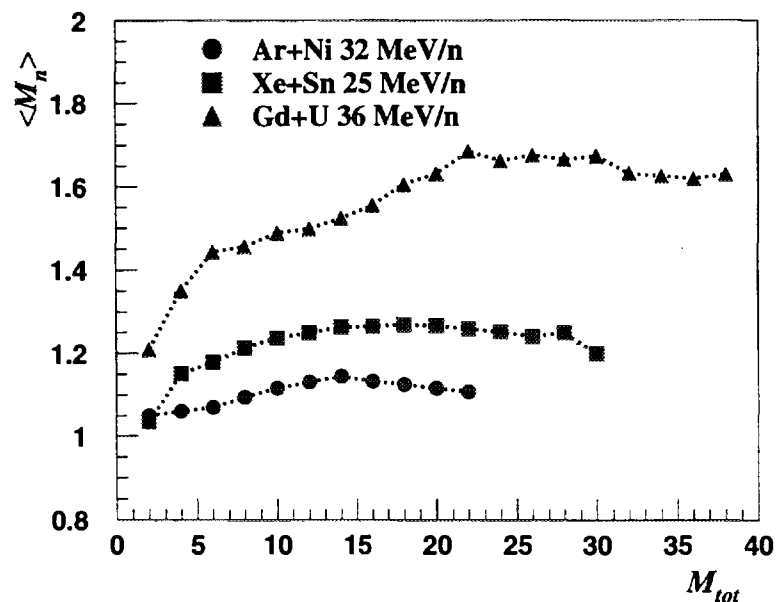


Figure 3.10: Multiplicité moyenne de neutrons (non corrigée de l'efficacité) en fonction de la multiplicité de protons détectés avec INDRA pour trois systèmes différents.

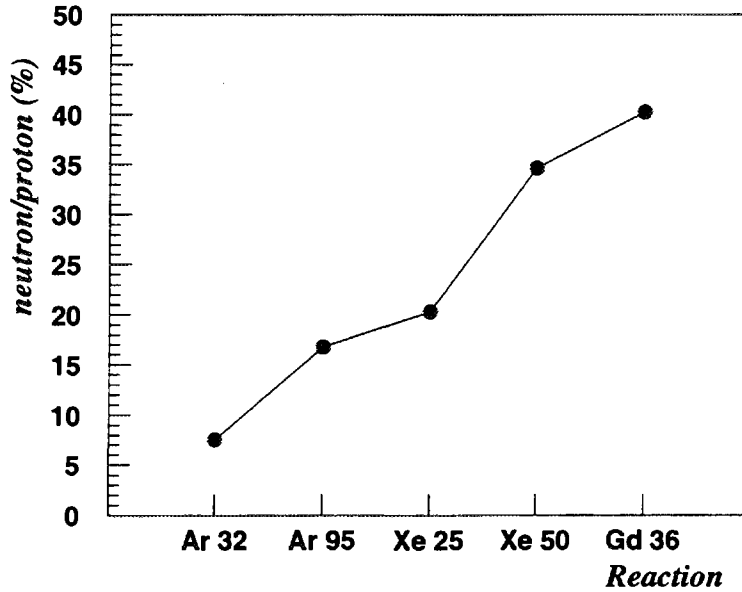


Figure 3.11: *Pourcentage de neutrons par rapport au nombre de protons en fonction de la réaction considérée. Non corrigé de l'efficacité*

trons avec **INDRA** ne varie pas beaucoup avec l'angle (*fig. 3.9*), on peut conclure que les distributions angulaires des neutrons observées dépendent principalement du mécanisme d'émission de ces neutrons et de l'absence d'interaction coulombienne dans la cinématique de cette émission.

Si l'on compare les distributions angulaires des neutrons et celles des protons on voit que dans le cas des systèmes légers les deux distributions sont comparables. Par contre, pour les systèmes les plus lourds, le nombre de neutrons émis aux angles avant est supérieur à celui des protons. Ce résultat peut s'expliquer si on suppose que pour les collisions périphériques où le quasi-projectile résultant se déplace à grande vitesse, le nombre de neutrons évaporés est très supérieure à celui des protons. Dans ces collisions, l'énergie d'excitation du projectile est assez faible, et l'évaporation de neutrons est favorisée par rapport à celle de protons (*Cf. 5.4*). La cinématique de ces réactions conduit à une augmentation du nombre de neutrons émis vers l'avant.

Pour conclure nous pouvons dire qu'avec la simulation on reproduit raisonnablement les multiplicités de neutrons obtenues expérimentalement. On peut ainsi affirmer que nous avons pu identifier et isoler la plupart des particules chargées qui sont produites par interaction des neutrons avec les cristaux de CsI. Cette identification sera utilisée pour nettoyer les spectres d'énergie des particules chargées,

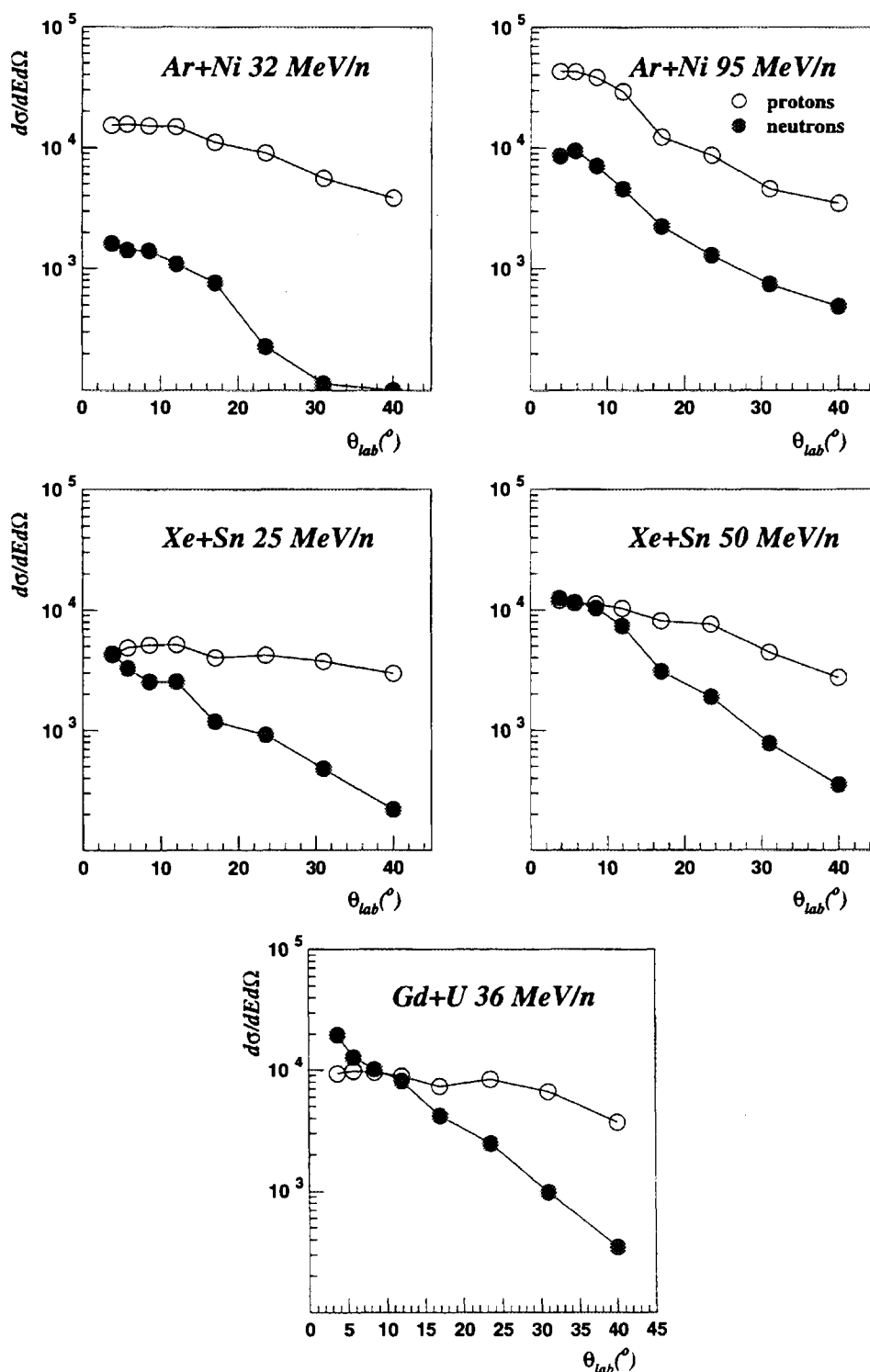


Figure 3.12: Distributions angulaires de neutrons et de protons pour différents systèmes. Non corrigé de l'efficacité de détection.

3.6 Pollution des neutrons dans l'identification des particules légères. 69

spectres fortement pollués à basse énergie.

Chapitre 4

Caractéristiques générales de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 MeV/A.

4.1 Introduction.

Dans le premier chapitre nous avons vu que l'analyse en moments des distributions en charge peut être menée à partir de l'étude de la fragmentation soit des noyaux de fusion incomplète formés dans les collisions centrales, soit des quasi-projectiles résultants des collisions périphériques.

Tout au long de ce chapitre nous présenterons les caractéristiques générales du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 MeV/A. Cette discussion nous permettra de choisir le type de réaction le plus approprié pour les analyses en moments (*Cf. 1.4*).

Nous commencerons par montrer la réponse d'INDRA en fonction des différents types d'événements. Ensuite nous discuterons les caractéristiques générales de la réaction à partir des distributions de multiplicité des particules et de charge totale détectée pour chaque réaction. Finalement une analyse basée sur les variables cinématiques des produits de la réaction nous permettra d'identifier les collisions dans lesquelles un quasi-projectile est présent et les possibles processus de fusion. Nous conclurons ce chapitre en précisant le type de réaction qui nous semble le mieux adapté pour notre thème de recherche.

4.2 Efficacité de détection d'INDRA.

La première étape de l'analyse des données est le contrôle de la réponse du détecteur et de son influence sur l'information obtenue.

Pour un détecteur de particules chargées tel qu'INDRA, l'efficacité de détection

peut se déduire à partir des distributions de charge et d'impulsion totales détectées pour chaque événement. Un détecteur parfait serait celui pour lequel les distributions mesurées correspondent à la charge totale disponible dans la réaction étudiée et l'impulsion initiale du projectile. Les zones mortes du détecteur ainsi que les seuils de détection vont induire une inefficacité de détection qui se traduira par une perte d'information et un élargissement des distributions de charge et d'impulsion totale détectées. Évidemment, une perte non négligeable dans le bilan en impulsion totale est due à l'émission des neutrons qui ne sont pas détectés avec INDRA.

Lorsqu'on examine les caractéristiques générales d'INDRA, les seules limitations de ce détecteur sont d'une part les angles morts qui correspondent au passage du faisceau ($0^\circ \leq \theta \leq 2^\circ$, $176^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), et celui du porte-cible ($87^\circ \leq \theta \leq 91^\circ$), et d'autre part les seuils en énergie de détection ($\approx 1 \text{ MeV/A}$). Ceci associé à la granularité du détecteur (Cf. 2.3) nous permet de conclure qu'INDRA est adapté à la détection des réactions les plus dissipatives où la multiplicité et l'énergie des particules et des fragments émis permet une meilleure collection de l'événement. L'efficacité globale de détection est inférieure pour les collisions les plus périphériques où la vitesse de recul de la quasi-cible n'est pas suffisante pour dépasser les seuils de détection.

La figure 4.1.b montre la multiplicité totale de particules et fragments identifiés en charge à chaque événement (N_c) en fonction de la charge totale détectée (Z_{tot}). Dans cette figure nous pouvons distinguer trois zones:

- Une première région qui correspond aux événements ayant simultanément, une faible valeur de la multiplicité ($N_c \leq 20$) et de la charge totale détectée ($Z_{tot} \leq 50$). Ces événements sont associés à des réactions très périphériques où le projectile a été diffusé avec un angle très petit ($\theta \leq 2^\circ$), correspondant à la zone morte de la sortie du faisceau. Par ailleurs, la vitesse de recul du résidu de la cible pour ces événements n'est pas suffisante pour dépasser les seuils de détection. Donc pour cette classe de réaction nous détectons uniquement les particules évaporées par le projectile et la cible, ainsi que quelques fragments de masse intermédiaire (fig 4.2.d).
- La deuxième région de cette matrice correspond aux événements ayant une multiplicité totale de particules chargées détectées inférieure à 15 et une valeur de charge totale détectée d'environ 54 ($Z_{proj} = 54$). Ces événements proviennent aussi de réactions périphériques où la quasi-cible n'a pas été détectée et le projectile a été diffusé à un angle supérieur à $\theta = 2^\circ$.

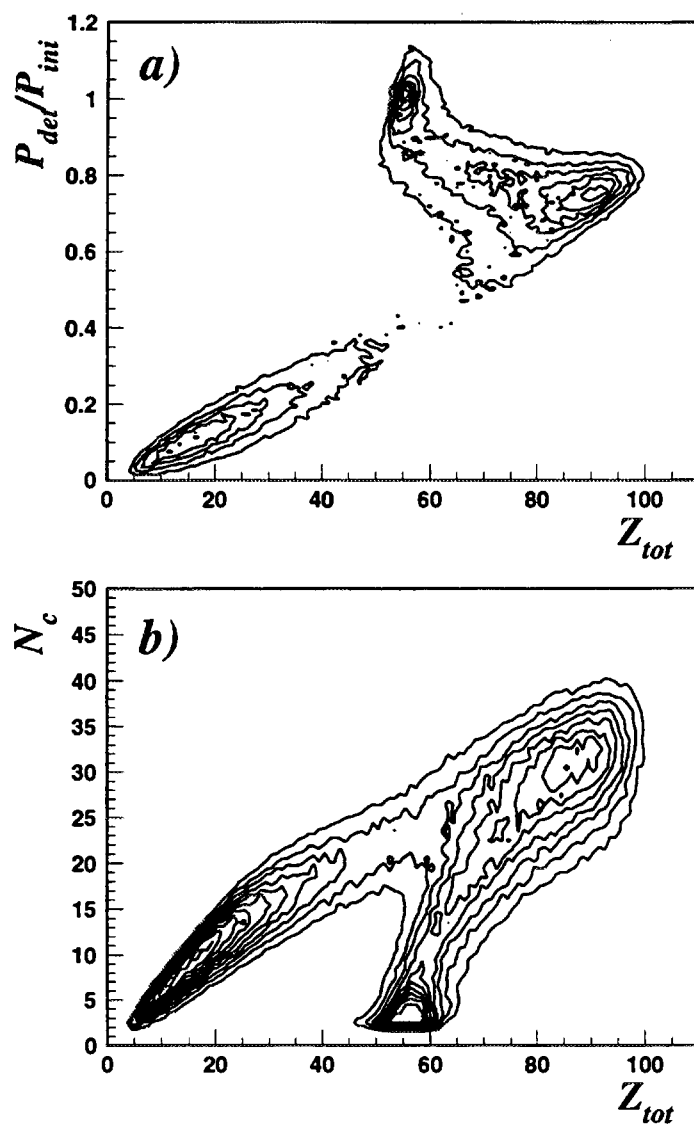


Figure 4.1: a) Pourcentage de l'impulsion totale détectée en fonction de la charge totale détectée à chaque événement. b) Multiplicité totale de particules chargées en fonction de la charge totale détectée à chaque événement.

- La troisième région de cette figure représente les événements de grande multiplicité ($N_c \geq 20$) associés à une grande valeur de charge totale détectée ($Z_{tot} \geq 75$). Ces événements sont liés à des collisions très dissipatives où la vitesse de tous les produits de la réaction est suffisante pour dépasser les seuils de détection.

La figure 4.1.a représente le rapport entre l'impulsion mesurée et l'impulsion initiale de chaque événement en fonction de la charge totale détectée. Les impulsions des fragments ont été calculées en estimant la masse avec la formule utilisée dans le chapitre suivant (Cf. 5.4.2). Dans cette figure nous retrouvons les trois régions déjà observées dans la figure 4.1.b :

- La première région est associée aux événements où la charge totale détectée est petite ($Z_{tot} \leq 50$) ainsi que l'impulsion détectée ($P_{det} \leq 30\%P_{ini}$). Ces événements, comme dans la figure 4.1.b correspondent aux réactions où ni le projectile (angle de diffusion $\theta \leq 2^\circ$) ni la cible (faible vitesse de recul) sont détectés. Dans ce cas seule la charge et l'impulsion des particules évaporées sont mesurées.
- La deuxième région représente les événements où l'on détecte pratiquement la totalité de l'impulsion disponible dans la réaction avec une valeur de la charge totale $Z_{tot} \approx 54$. Ces événements proviennent des réactions périphériques où le quasi-projectile a été détecté mais pas la quasi-cible. Dans ces réactions très périphériques, on retrouve pratiquement l'impulsion totale dans le noyau diffusé. Les événements pour lesquels la valeur de l'impulsion excède la valeur initiale reflètent un problème de conservation de l'impulsion puisque la cible n'a pas été détectée dans ces événements. Une autre source d'élargissement peut provenir de l'incertitude sur la masse exacte du quasi-projectile.
- La troisième région de cette figure représente les événements pour lesquels la charge et l'impulsion totale détectées sont supérieures à 75% de la valeur initiale. Ces événements correspondent aux collisions les plus dissipatives où pratiquement la totalité des fragments produits dans la réaction est détectée. Une partie importante de la différence entre l'impulsion totale détectée et l'impulsion initiale est associée à l'impulsion emportée par les neutrons et à l'erreur sur l'estimation de la masse des fragments.

A partir de cette analyse nous pouvons conclure que l'efficacité de détection d'INDRA est maximale pour les collisions les plus dissipatives où nous détectons

plus de 80% de la charge totale, et 75% de l'impulsion initiale. Ces événements sont quasiment complets. Dans les collisions les plus périphériques, les seuils de détection des chambres d'ionisation et le trou de sortie du faisceau ne permettent pas de détecter le résidu de la cible et quelquefois celui du projectile. Ces événements sont incomplets. Dans ces réactions on détecte uniquement les particules évaporées pendant la désexcitation de la quasi-cible et du quasi-projectile, et on peut admettre que la multiplicité totale des particules produites dans la réaction sera égale à la multiplicité totale des particules produites détectées plus les résidus de la cible et/ou du projectile. La charge des fragments non détectés sera égale à la charge du projectile ou de la cible moins la charge des particules évaporées par ceux-ci. A partir de ces considérations, E. Plagnol [Pla94] a montré qu'il était possible de reconstituer totalement les événements.

La figure 4.1.a montre également que, même si on ne détecte pas l'événement complet, les caractéristiques d'INDRA permettent de bien mesurer les produits des quasi-projectiles formés dans les collisions périphériques.

4.3 Description de la réaction en fonction des distributions de multiplicité des particules détectées.

L'étude des distributions de multiplicité et de charge détectée événement par événement peut donner une première image des mécanismes de collision qui interviennent dans la réaction.

Dans la figure 4.2.a nous représentons la distribution de multiplicité détectée pour tous les événements de la réaction.

Dans cette distribution nous pouvons distinguer deux régions. Une première région correspondant aux petites valeurs de la multiplicité pour lesquelles la section efficace est maximale. Ces événements correspondent aux collisions les plus périphériques où il y a très peu d'énergie dissipée. La deuxième région correspond aux grandes valeurs de multiplicité détectée. Cette région s'étale jusqu'à des multiplicités de l'ordre de 50, avec un maximum pour les valeurs de la multiplicité $N_c \approx 30$. Cette zone correspond aux réactions très violentes où une grande quantité d'énergie est dissipée. Cette analyse nous permet de dire que la multiplicité totale des particules détectées sera un critère de mesure de l'énergie dissipée dans cette réaction et par la même de la violence de la collision.

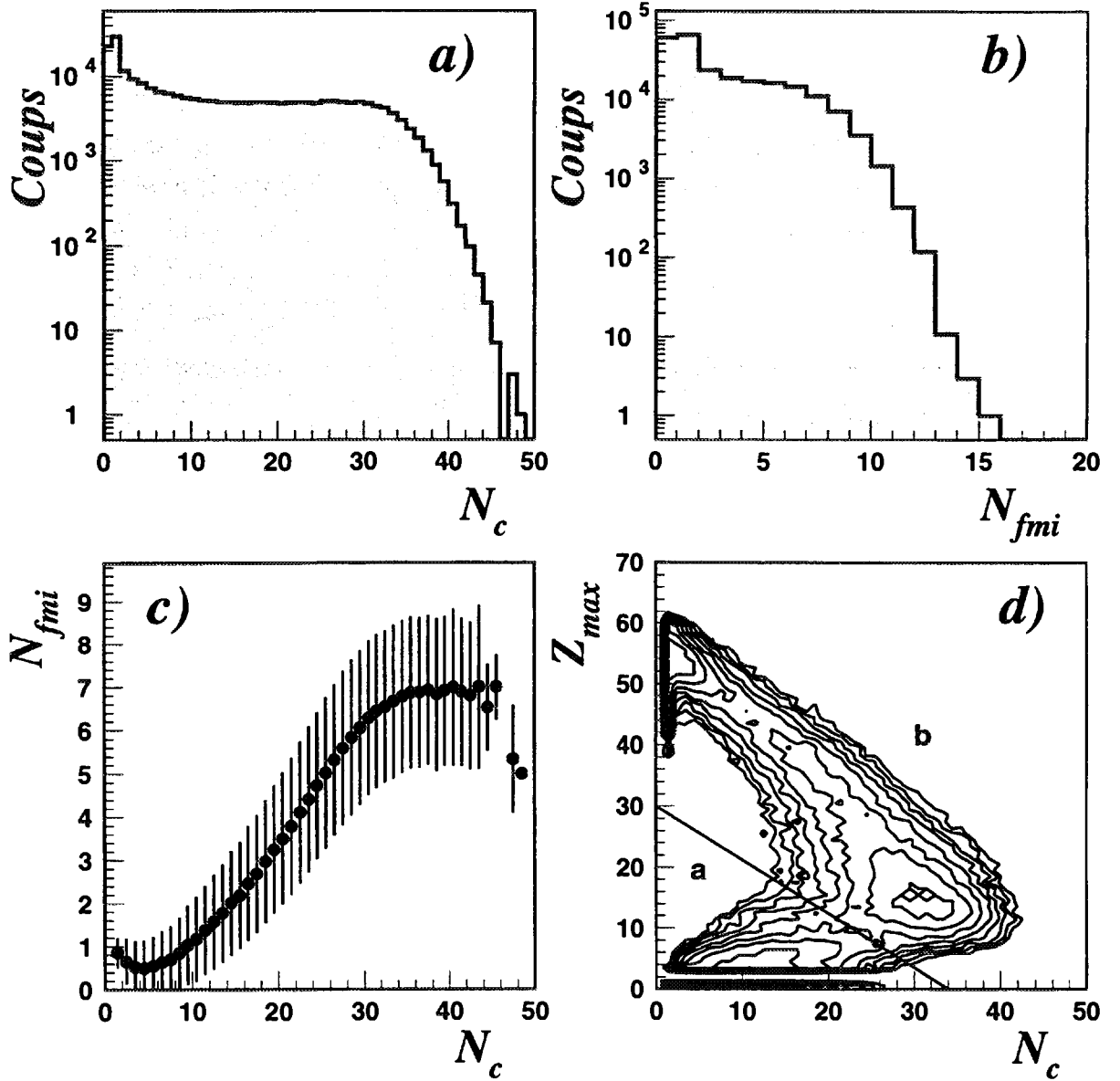


Figure 4.2: a) Multiplicité totale de particules chargées. b) Multiplicité de fragments. c) Valeur moyenne et l'écart type de la distribution de multiplicité de fragments en fonction de la multiplicité totale de particules de l'événement. d) Corrélation entre la valeur de la charge du plus gros fragment détecté à chaque événement et la multiplicité totale de particules dans l'événement. Dans ces figures nous avons représenté un échantillon correspondant à 5% de la statistique totale disponible, pour le système Xe+Sn à 50 MeV/A.

Dans la figure 4.2.b nous présentons la distribution de la multiplicité des fragments ($Z_{fmi} \geq 3$) détectés pour tous les événements de la réaction. De la même façon que dans la figure 4.2.a, il est possible de distinguer deux zones, l'une associée aux petites valeurs de la multiplicité de fragments (collisions les plus périphériques), et l'autre associée à de grandes valeurs de la multiplicité (collisions plus dissipatives).

La figure 4.2.c représente la valeur moyenne et l'écart type de la distribution de multiplicité des fragments (N_{fmi}) pour différentes valeurs de la multiplicité totale de particules (N_c). On observe que pour des petites valeurs de la multiplicité totale, le nombre moyen des fragments est inférieur à un, puisque comme on l'a vu, dans les collisions les plus périphériques on ne détecte ni le résidu du projectile ni celui de la cible.

L'accroissement de la multiplicité totale est associé à une augmentation du nombre moyen de fragments émis jusqu'à atteindre une valeur maximale de 7 pour une multiplicité totale $N_c \approx 35$. Il est donc clair que si on admet que la multiplicité totale reflète le degré de violence de la collision, une production abondante de fragments est associée aux collisions les plus dissipatives.

Dans la figure 4.2.d nous représentons la charge du fragment le plus gros détecté à chaque événement (Z_{max}) en fonction de la multiplicité (N_c). De nouveau dans cette figure nous observons deux régions. La première région (a) correspond aux événements avec une multiplicité de particules inférieure à 20 associés à un fragment de charge $Z_{max} \leq 12$. Comme précédemment, cette région correspond aux événements qui ont été mal détectés pour lesquels ni le résidu le plus lourd du quasi-projectile ni celui de la quasi-cible ont été mesurés. Dans ce cas, le fragment le plus lourd détecté correspond à un des fragments évaporés par un des deux résidus non détectés. Dans la deuxième région (b), nous pouvons observer clairement une anti-corrélation entre la charge du fragment le plus gros et la multiplicité totale de particules chargées détectées. Dans ce type d'événements on trouve les réactions les plus périphériques pour lesquelles la multiplicité des particules émises est très petite et la charge du fragment le plus gros détecté coïncide avec celle du projectile ($Z_{proj} = 54$). A mesure que la multiplicité des événements augmente, nous observons que la charge du fragment le plus gros diminue. Quand la multiplicité est maximale ($N_c \approx 35$), la valeur de la charge du fragment le plus lourd atteint son minimum ($Z_{max} \approx 12$). Ceci nous permet de dire que la corrélation entre la multiplicité de particules chargées et la charge du fragment le plus gros est aussi un indicateur de la violence de la collision et donc de l'énergie dissipée.

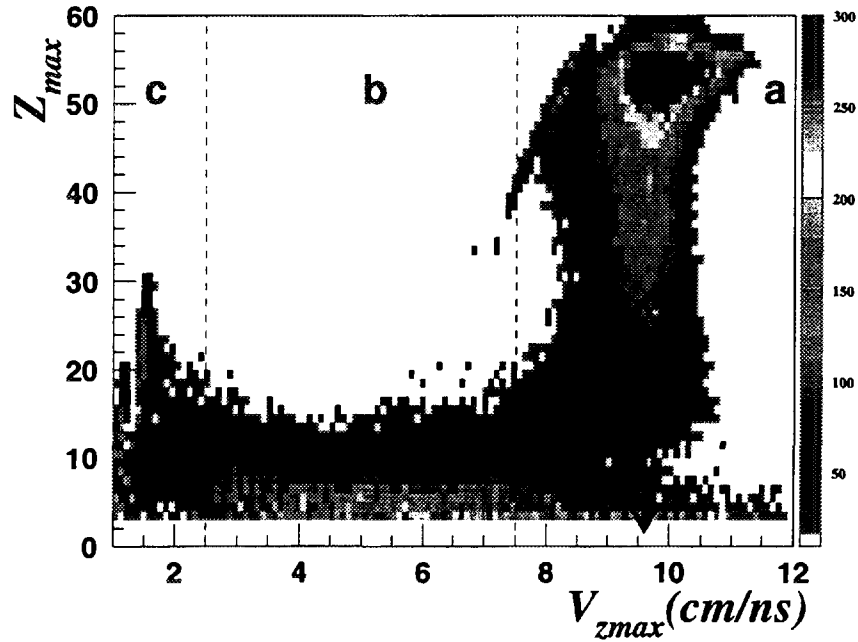


Figure 4.3: Charge du plus gros fragment détecté à chaque événement en fonction sa vitesse.

4.4 Analyse cinématique de la réaction.

Nous avons réalisé une analyse cinématique des produits de la réaction pour tenter de discerner les mécanismes de réaction présents. Pour une réaction du type fusion, nous attendons des résidus qui se déplacent à une vitesse proche de la vitesse du centre de masse du système projectile- cible ($v_{cm} \approx 5 \text{ cm/ns}$). Pour une réaction binaire, nous attendons un résidu du projectile qui se déplace à une vitesse proche de celle du projectile ($v_{pro} \approx 9.6 \text{ cm/ns}$) même pour de fortes dissipations. Pour s'en convaincre, nous avons calculé la cinématique d'une diffusion inélastique avec détection à l'angle d'effleurement ($\theta_f = 2.6^\circ$) pour différentes valeurs de chaleur de réaction. Pour une dissipation totale de 1 GeV le quasi-projectile a une vitesse dans le laboratoire très proche de celle du projectile (9.1 cm/ns), la quasi-cible ayant une énergie de recul voisine de 1 MeV/A. On s'attend donc à observer une large gamme de produits de réaction ayant la vitesse du quasi-projectile.

Dans la figure 4.3 nous représentons la valeur de la charge du plus gros fragment détecté (Z_{max}) en fonction de sa vitesse (v_{Zmax}). La flèche indique la vitesse du projectile. Dans cette figure on peut distinguer essentiellement trois zones :

La première région (a) représente les fragments qui se déplacent à une vitesse

proche de celle du projectile et donc correspond aux événements de type périphérique avec présence d'un quasi-projectile. Dans cette région nous trouvons les événements qui correspondent aux réactions les plus périphériques où nous détectons un résidu avec une charge voisine de celle du projectile ($Z_{det} \approx 54$). On y observe aussi une diminution de la charge du plus gros fragment, reliée à une augmentation de l'énergie déposée, et par la même à une diminution du paramètre d'impact de la collision.

La réaction Xe+Sn est une réaction quasi-symétrique ($Z_{proj} \approx Z_{cible}$), et on devrait retrouver cette symétrie dans la figure 4.3 (région c). Mais les seuils de détection d'INDRA ne permettent pas de détecter les résidus provenant de la cible pour les collisions les plus périphériques, et notre estimation qualitative montre que pour produire des quasi-cibles à une énergie supérieure à 1 MeV/A (seuils de détection), il faut dissiper une énergie élevée. C'est ce que nous constatons sur les figures 4.3 et 4.2.d où un $Z_{max} \approx 30$ (valeur la plus élevée pour la quasi-cible) est associé à des multiplicités élevées.

La région (b) représente les collisions les plus violentes dans lesquelles le système a fragmenté complètement. La valeur de la charge du fragment le plus gros est alors inférieure à 15. Dans ce type d'événements on trouve une grande quantité de fragments qui se déplacent avec une vitesse voisine de celle du centre de masse projectile-cible. C'est dans cette région où nous pouvons espérer observer les réactions de fusion incomplète.

4.4.1 Caractéristiques des collisions candidates à produire une réaction de fusion.

Les réactions qui pourraient être associées à un processus de fusion sont caractérisées par de valeurs faibles de Z_{max} ($Z_{max} \leq 15$) (fig. 4.3) et des valeurs élevées de la multiplicité totale N_c (fig. 4.2.d).

Nous avons choisi comme critère simple de sélection des processus de fusion les événements dans lesquels le fragment le plus lourd recule avec une vitesse $4 \text{ cm/ns} \leq v_{Z_{max}} \leq 6 \text{ cm/ns}$. Dans la figure 4.4 nous montrons la distribution de multiplicité totale N_c pour ce type de sélection (partie grisée).

Si on considère la multiplicité N_c comme une échelle en énergie dissipée, on peut conclure que pour les réactions de fusion le domaine en énergie d'excitation est restreint. Cette conclusion devrait être valide même si notre critère de sélection est grossier.

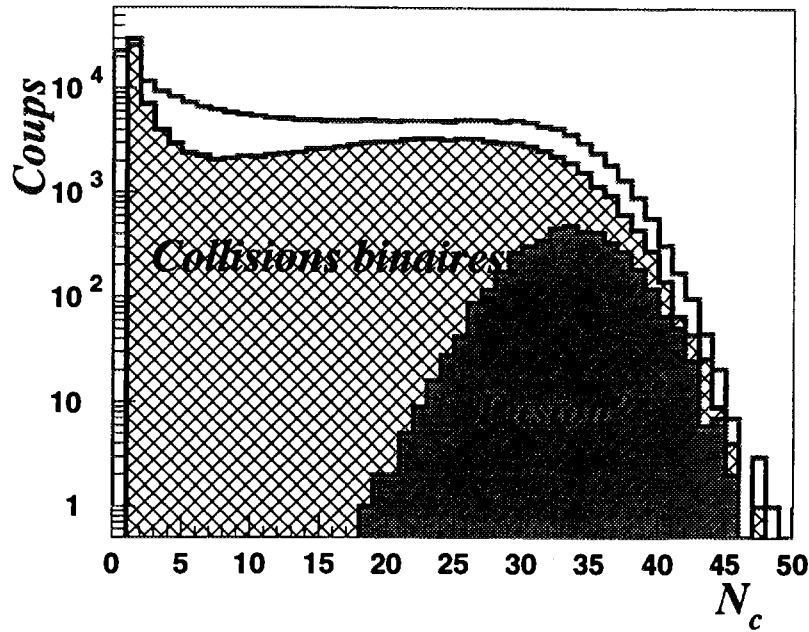


Figure 4.4: *Distribution de la multiplicité de particules détectées, pour l'ensemble des réactions, pour les réactions binaires et pour les réactions candidates à avoir produit un noyau de fusion.*

4.4.2 Caractéristiques des collisions binaires.

Pour avoir une image plus claire des collisions binaires nous pouvons analyser la figure 4.5 où nous avons représenté la vitesse relative des fragments détectés ($v_{rel} = \bar{v}_1 - \bar{v}_2$) en fonction de la vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire pour les événements où au moins deux fragments avec une charge supérieure ou égal à huit sont détectés. Dans cette figure nous montrons la corrélation pour différentes valeurs de la multiplicité des fragments détectés.

Pour de faibles valeurs de la multiplicité des fragments détectés (4.5.a), on peut distinguer trois régions : deux correspondant aux fragments ayant une vitesse relative élevée ($v_{rel} \approx 8 \text{ cm/ns}$) l'une avec une faible valeur de la vitesse parallèle ($v_{||} \approx 1 \text{ cm/ns}$) et l'autre avec une valeur élevée de cette vitesse ($v_{||} \approx 9 \text{ cm/ns}$). Ces deux régions représentent la corrélation entre un fragment provenant de la cible et l'autre provenant du projectile. La troisième région que l'on observe correspond aux événements dans lesquels les fragments émis ont une faible vitesse relative ($v_{rel} \approx 2 \text{ cm/ns}$) et une valeur élevée de la vitesse parallèle ($v_{||} \approx 9 \text{ cm/ns}$). Cette corrélation est caractéristique de deux résidus de fission du quasi-projectile.

Lorsque le nombre de fragments détectés augmente, donc l'énergie dissipée, (fig.

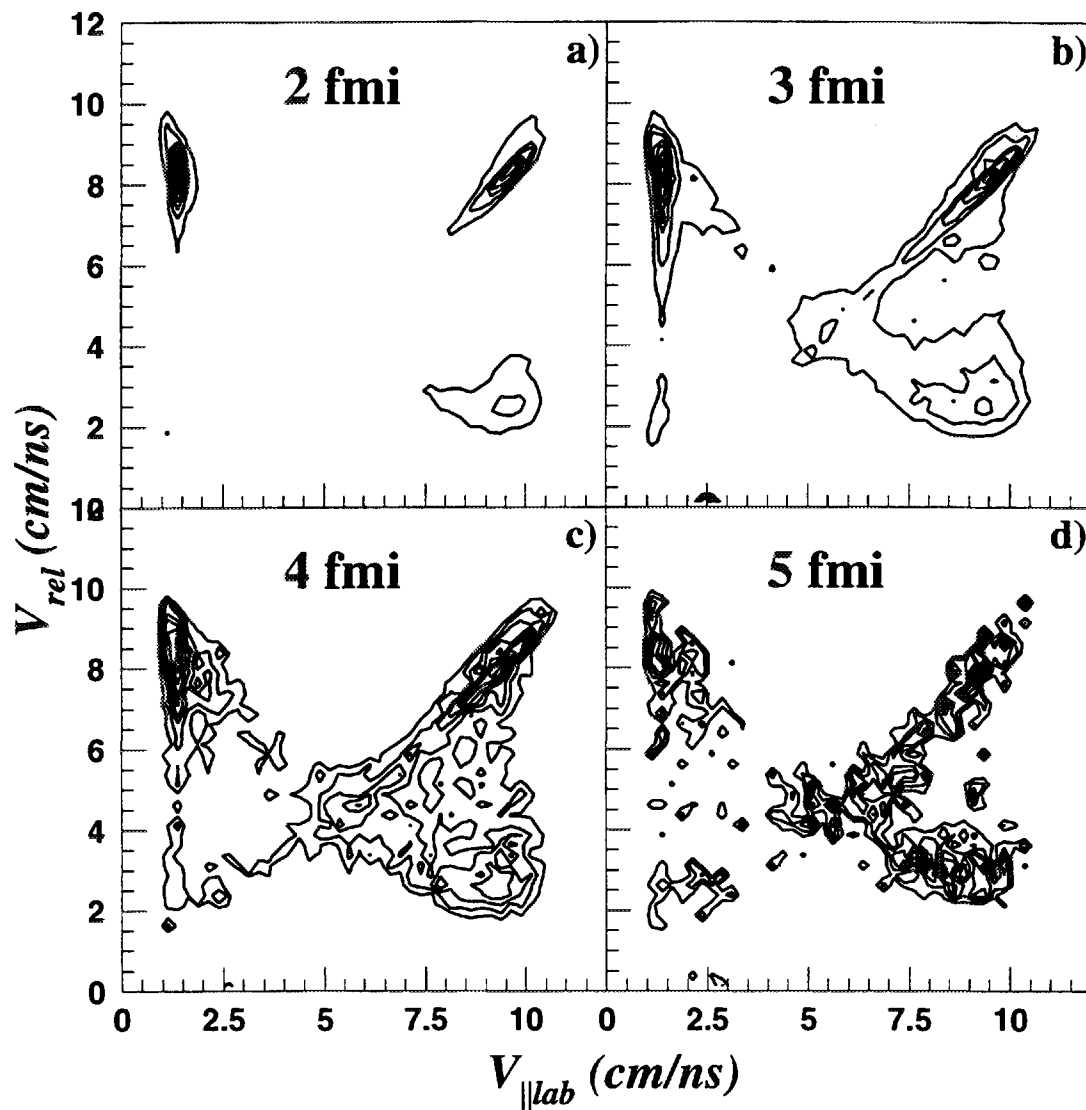


Figure 4.5: Vitesse relative entre les fragments en fonction de la vitesse parallèle de chacun des fragments pour les événements où on a détecté deux (a), trois (b), quatre (c) ou plus de quatre fragments (d) avec une charge supérieure ou égale à 8.

4.5.b), la région qui correspond à l'émission de fragments à partir du projectile s'élargit en même temps que l'on commence à observer son symétrique ($v_{rel} \approx 2 \text{ cm/ns}$ et $v_{||} \approx 1 \text{ cm/ns}$). Cette dernière corrélation correspond à l'émission des fragments à partir de la cible qu'on ne voyait pas dans la figure 4.5.a à cause du seuil de détection. On voit également apparaître une cinquième région située au centre de la figure ($v_{rel} \approx 4.5 \text{ cm/ns}$ et $v_{||} \approx 5 \text{ cm/ns}$). Cette région représente la corrélation entre un fragment qui a été produit avec la vitesse du centre de masse du système et un autre qui se déplace à la vitesse du projectile ou de la cible. Ces événements peuvent être interprétés comme des collisions donnant lieu à un troisième noyau intermédiaire produit entre le quasi-projectile et la quasi-cible (Cf. 1.2) [Fie92].

Si on considère des événements avec une multiplicité de fragments plus élevée (4.5.c et 4.5.d), on conserve la même structure que dans la figure 4.5.b : des résidus de quasi-projectile et de quasi-cible en coincidence avec des fragments émis dans la zone intermédiaire. La population de cette zone intermédiaire augmente avec la multiplicité de fragments et donc avec la violence de la collision.

En outre, on peut remarquer que pour des fragments provenant d'un noyau de fusion on devrait observer une corrélation à de faibles valeurs de la vitesse relative ($v_{rel} \approx 2 \text{ cm/ns}$) et des vitesses parallèles proches de la vitesse du centre de masse ($v_{||} \approx 5 \text{ cm/ns}$). Comme on peut le vérifier sur l'ensemble des figures (4.5), avec ce critère de sélection, nous n'observons aucun événement ayant ce type de corrélation.

Sur la base de ces résultats nous avons choisi comme critère de sélection des collisions binaires la vitesse du plus gros fragment dans l'événement ($v_{Zmax} \geq 7.5 \text{ cm/ns}$). Dans la figure 4.4 nous montrons la distribution de multiplicité obtenue avec ce critère (zone hachurée). Pour ce type de collisions on explore un large domaine en énergie d'excitation.

4.5 Conclusion de l'analyse globale de la réaction.

Dans ce chapitre nous avons montré que les collisions binaires (ternaires) constituent le mécanisme prédominant dans la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 MeV/A.

Nous avons aussi vérifié que pour les collisions pouvant être associées à un processus de fusion, les événements sélectionnés correspondent à des réactions très violentes où le domaine en énergie d'excitation couvert est assez restreint. Par contre dans le cas des collisions binaires, l'intervalle d'énergie d'excitation couvert par le quasi-projectile est très large.

Comme nous l'avons déjà dit dans le premier chapitre (Cf. 1.5), si on veut

chercher une signature d'une transition de phase dans la multifragmentation de la matière nucléaire, on doit essayer de couvrir le plus grand intervalle d'énergie d'excitation possible et simultanément déterminer la taille du noyau qui fragmente. Le quasi-projectile résultant des collisions binaires dans la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A vérifie ces deux conditions. La désexcitation du quasi-projectile est donc bien adapté à la recherche d'une transition de phase avec les méthodes qui ont été décrites précédemment (*Cf.1.4*).

Chapitre 5

Analyse du projectile résultant de collisions binaires.

5.1 Introduction.

Dans le chapitre précédent nous avons montré l'intérêt d'étudier la fragmentation du projectile dans la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 50 MeV/A. L'étape suivante consiste à déterminer la méthode à utiliser pour sélectionner les particules et fragments provenant de la désexcitation du quasi-projectile. La reconstitution du quasi-projectile permettra de déterminer ses caractéristiques (taille, vitesse, énergie d'excitation, etc.).

Dans la première partie de ce chapitre nous présenterons les critères employés pour sélectionner les particules et fragments provenant du quasi-projectile. Ensuite nous présenterons l'étude des caractéristiques du projectile et leur évolution avec la violence de la collision (paramètre d'impact). Pour finir nous ferons une comparaison des résultats de cette analyse avec différents calculs réalisés avec un modèle B.U.U. (*Cf. 1.3*).

5.2 Reconstruction du projectile.

La sélection des fragments issus de la désexcitation du quasi-projectile doit être la plus précise possible, de façon à bien déterminer sa charge. Les critères de sélection de ces fragments dépendent principalement des caractéristiques cinématiques de la réaction (*Cf. 4.4*). Mais, avant d'essayer de reconstruire le quasi-projectile, nous devons étudier l'efficacité d'INDRA à détecter les particules et fragments émis.

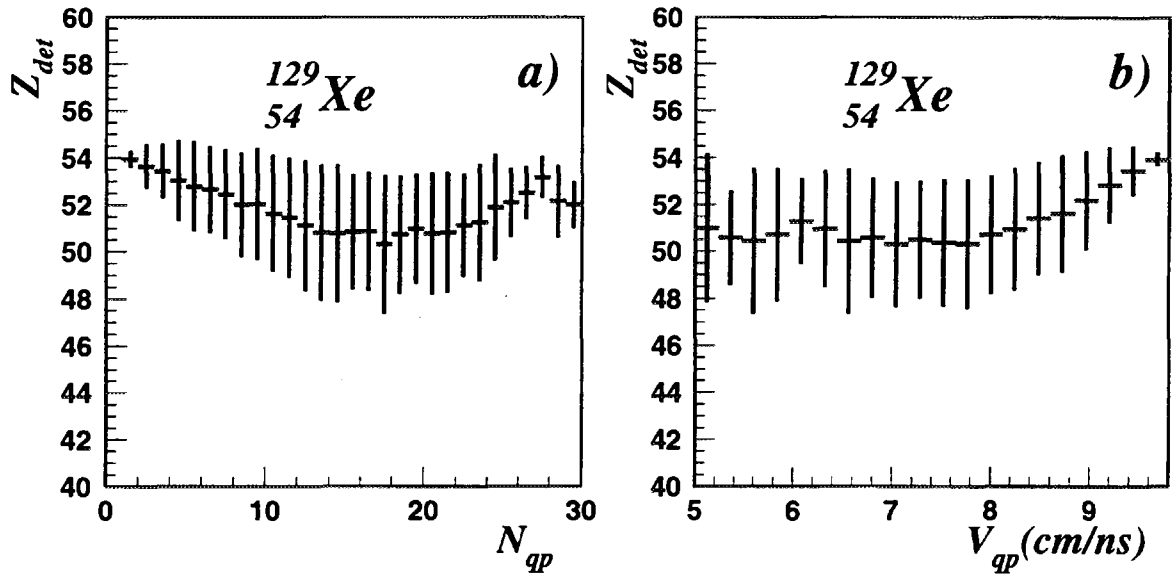


Figure 5.1: *Résultat de la simulation de la détection des produits de désexcitation d'un noyau de Xe obtenu avec le générateur GENEVE. Dans cette figure nous représentons la valeur moyenne et l'écart type de la charge totale détectée en fonction de la multiplicité totale (a) et de la vitesse du quasi-projectile (b).*

5.2.1 Efficacité de détection du projectile avec INDRA.

Les fragments et particules émis pendant la désexcitation du quasi-projectile sont détectés aux petits angles et leurs vitesses sont supérieures à 5 cm/ns. Si on remarque que pour cette région angulaire la granularité d'INDRA est maximale (Cf. 2.3), et que la vitesse de ces fragments est suffisamment importante pour dépasser les seuils de détection, nous pouvons considérer que les conditions de détection des particules émises par le projectile sont très favorables. Les seules limitations que nous pouvons trouver sont le trou de sortie du faisceau ($\theta \leq 2^\circ$) et une augmentation de la probabilité de double comptage dans les détecteurs pour les réactions ayant une grande multiplicité de particules émises.

Pour évaluer l'efficacité de détection du projectile nous avons réalisé plusieurs simulations avec le générateur d'événements GENEVE (annexe B)[Wie93]. Ce générateur comprend trois phases, la simulation du mécanisme de réaction en fonction de l'énergie incidente du projectile et du paramètre d'impact, la désexcitation des noyaux résultants après la collision en utilisant un modèle d'émission statistique séquentielle et la simulation du détecteur INDRA (géométrie et seuils de détection). Dans les simulations réalisées nous avons considéré la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 50 MeV/A

avec des paramètres d'impact supérieurs à 5 fm .

Dans les figures 5.1.a et 5.1.b nous présentons le résultat de ces simulations. Dans la figure 5.1.a nous montrons la charge totale du projectile détectée en fonction de la multiplicité de l'événement. La figure 5.1.b représente la charge totale détectée du quasi-projectile en fonction de sa vitesse. Dans les deux figures on observe que l'efficacité de détection du quasi-projectile avec INDRA est supérieure au 90%.

5.2.2 Sélection des fragments ($Z \geq 3$) associés au projectile.

Dans le cas de la réaction Xe+Sn à 50 MeV/A, le quasi-projectile a une vitesse $v_{qp} \approx 9.6 \text{ cm/ns}$ tandis que la vitesse du centre de masse est de l'ordre de $v_{cm} \approx 5 \text{ cm/ns}$. Comme nous l'avons vu précédemment (fig. 4.5), la vitesse relative des fragments issus d'une même source est de 2 à 3 cm/ns . Cette vitesse d'émission est essentiellement due à la répulsion coulombienne [Vio85]. Il est donc raisonnable de sélectionner les fragments du quasi-projectile uniquement par leur vitesse.

Dans la figure 5.2 nous représentons la charge totale détectée en fonction de la vitesse de chacun des fragments détectés. L'évolution en fonction de la charge du fragment le plus gros (Z_{max}) est reliée à la violence de la collision. Nous avons éliminé dans cette analyse les événements dont l'impulsion totale est inférieure à 50% de l'impulsion initiale.

Dans les réactions les plus périphériques ($Z_{max} \geq 45$) nous distinguons de façon claire les fragments qui ont été émis par le projectile après la collision ($v_{lab} \approx 10 \text{ cm/ns}$), de ceux émis par la cible ($v_{lab} \approx 1 \text{ cm/ns}$). Pour ces événements la charge totale détectée dépasse à peine la charge du projectile ($Z_{tot} \approx 60$). Ces événements correspondent à des réactions où l'on a perdu le résidu de la cible et où l'on détecte uniquement les fragments légers. En fait on détecte toujours un plus grand nombre de fragments provenant du projectile que provenant de la cible. Lorsque l'énergie dissipée dans la réaction augmente ($Z_{max} \leq 45$) des fragments qui se déplacent avec la vitesse du centre de masse apparaissent. Cette accumulation de fragments dans la région intermédiaire ($v_{lab} \approx 5 \text{ cm/ns}$), augmente avec la décroissance de Z_{max} . C'est ce que nous avons déjà observé dans la figure 4.5. Cette zone correspond aux fragments émis par une zone intermédiaire résultant de l'interaction entre le projectile et la cible. En outre, pour les réactions les plus dissipatives la valeur de la charge totale détectée augmente jusqu'à atteindre celle disponible dans le système.

Nous constatons que même pour les réactions les plus dissipatives ($Z_{max} \leq 25$)

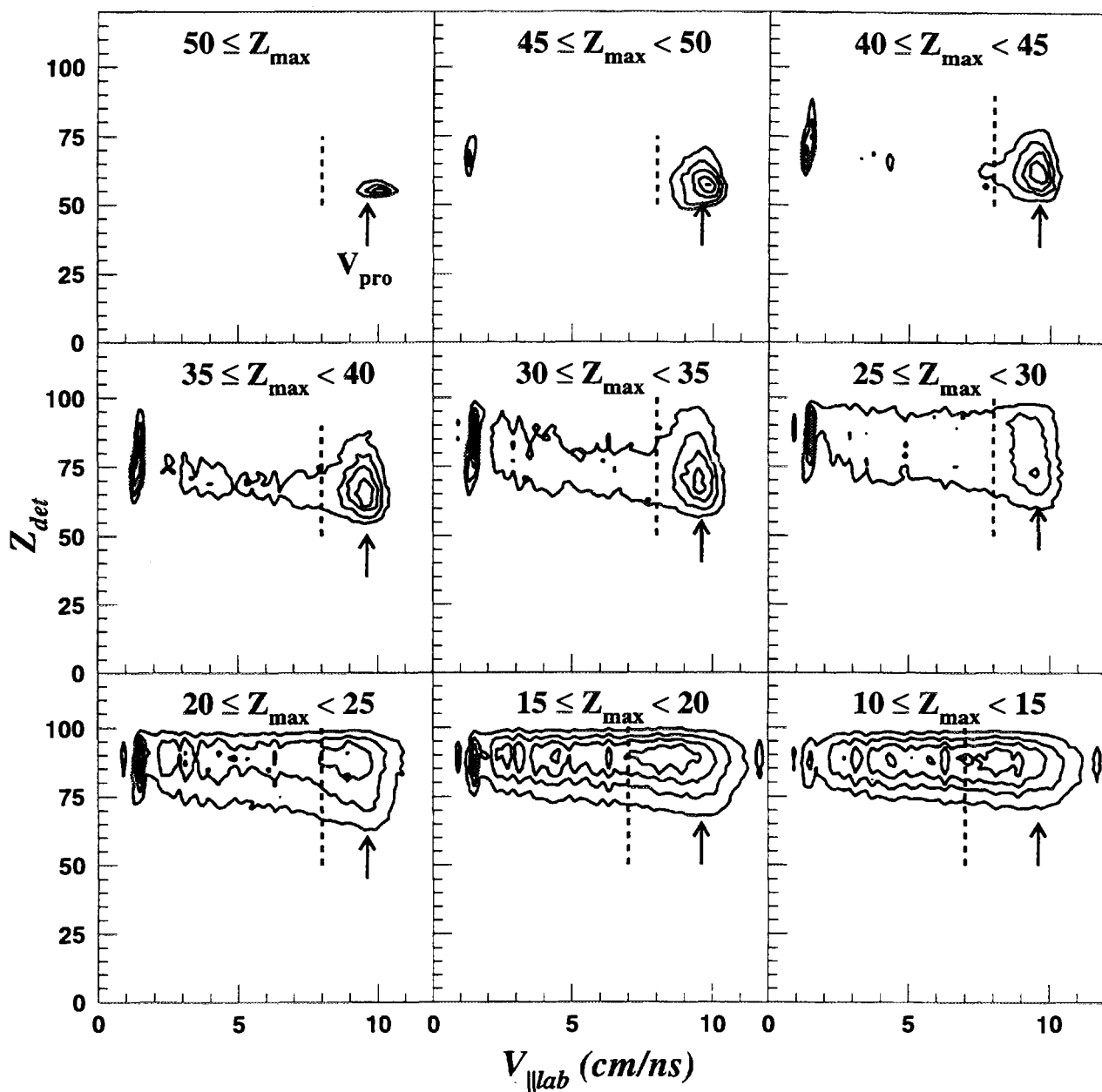


Figure 5.2: Charge totale détectée à chaque événement en fonction de la composante parallèle de la vitesse de chacun des fragments émis pour différentes valeurs de la charge du plus gros résidu (Z_{\max}). La ligne en pointillés représente la limite en vitesse choisie pour sélectionner les fragments émis par le quasi-projectile (voir texte).

il est toujours possible de distinguer des fragments ayant une vitesse voisine de la vitesse du projectile. Ce résultat nous a guidé pour sélectionner les fragments émis par le quasi-projectile en choisissant un critère sur la vitesse des fragments. La limite inférieure de vitesse parallèle que nous avons fixée est de 7.5 cm/ns pour $Z_{max} \geq 20$ et 7 cm/ns pour $Z_{max} \leq 20$. Nous avons vérifié que le passage de 7.5 à 7 cm/ns n'a pas d'influence sur nos résultats au voisinage de $Z_{max} \approx 20$.

Pour les collisions les moins dissipatives ($Z_{max} \geq 20$) la vitesse du quasi-projectile est suffisamment élevée et les vitesses d'émission relativement faibles pour assurer la collection de la majeure partie des fragments émis. Pour cette classe de collisions, la perte d'efficacité est essentiellement due aux zones mortes du détecteur. D'autre part, la zone intermédiaire, même si elle est présente, a une contribution relativement faible. Pour toutes ces raisons, le critère de sélection en vitesse nous semble suffisant pour isoler tous les fragments du quasi-projectile. Cette conclusion est renforcée par la bonne reconstruction de l'impulsion totale pour ces événements.

Pour les collisions les plus dissipatives la perte d'efficacité est minimale. En fait, nous collectons la majeure partie de la charge et de l'impulsion initiales. Le choix de la vitesse inférieure ($v = 7 \text{ cm/ns}$) est un peu arbitraire du fait de la présence de la source intermédiaire. Cependant, nous verrons par la suite que, dans les collisions les plus dissipatives, les trois sources émettrices (quasi-projectile, quasi-cible et source intermédiaire) sont approximativement de même taille et ont des distributions de charge analogues. On peut donc raisonnablement penser qu'il y a compensation du taux de production de fragments provenant de la source intermédiaire ayant une vitesse $v \geq 7 \text{ cm/ns}$ et des fragments provenant du quasi-projectile ayant une vitesse $v \leq 7 \text{ cm/ns}$.

Nous supposons donc que, pour l'ensemble des événements considérés, nous avons sélectionné la majeure partie des fragments du quasi-projectile. Nous pouvons ainsi déterminer la vitesse initiale de la source en sommant les vitesses des fragments.

5.2.3 Sélection des particules légères associées au quasi-projectile.

Contrairement aux fragments, les particules légères émises par une source à haute énergie d'excitation peuvent avoir des vitesses importantes dans le référentiel de l'émetteur et il est alors plus difficile de les assigner à une source particulière.

Dans la figure 5.3 nous présentons un diagramme de la composante perpendiculaire de la vitesse des particules alpha en fonction de sa composante parallèle. Dans

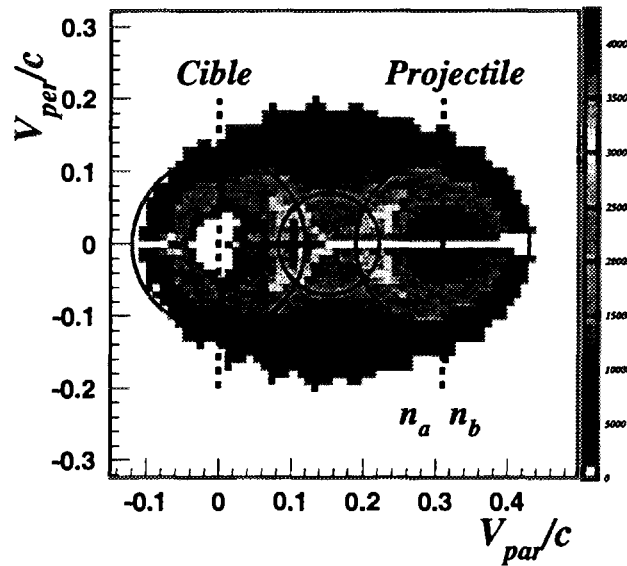


Figure 5.3: *Diagramme de la composante perpendiculaire en fonction de la composante parallèle de la vitesse des particules alpha émises en coincidence avec un fragment de charge 30 .*

cette figure nous distinguons de façon claire deux cercles, l'un centré sur la vitesse du résidu du projectile, l'autre sur celle de la cible . Dans la région intermédiaire on observe une accumulation de particules provenant de la désexcitation du projectile et de la cible et aussi très probablement d'une troisième composante se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction. Dans cette région intermédiaire l'identification de la source des particules légères est extrêmement difficile.

Pour déterminer les particules émises par le projectile nous admettrons que:

1. Les particules émises avec une vitesse supérieure à celle du quasi-projectile proviennent de la désexcitation de ce dernier (hémisphère avant dans le référentiel du quasi-projectile).
2. L'émission de particules à partir d'un noyau excité en équilibre est isotrope dans le référentiel de l'émetteur. En moyenne il y a autant de particules émises avec une vitesse supérieure à celle du projectile , que de particules émises avec une vitesse inférieure (hémisphère arrière dans le référentiel du quasi-projectile). .

A partir de ces considérations nous pouvons faire une première reconstitution événement par événement des particules émises par le quasi-projectile.

Nous identifions sans ambiguïté les particules émises dans l'hémisphère avant. Pour sélectionner les particules émises par le projectile dans l'hémisphère arrière, nous considérons toutes les particules qui ont été émises à l'intérieur d'une sphère de rayon 4 cm/ns centrée sur la vitesse du quasi-projectile reconstituée à partir des vitesses des fragments. Ce rayon a été choisi en vérifiant que 95% des particules émises dans l'hémisphère avant ont une vitesse inférieure à cette valeur.

Quand nous identifions les particules émises à l'intérieur de cette sphère nous pouvons distinguer deux cas. Soit N_{par} le nombre total de particules retenues, $n_a = N_{par}(v \leq v_{proj})$ et $n_b = N_{par}(v > v_{proj})$:

1. $n_a > n_b$. Dans ce cas nous pouvons considérer que l'excès de particules avec $v \leq v_{proj}$ peut être dû à des particules provenant de la cible ou d'une troisième source intermédiaire. Dans cette situation nous considérerons que le nombre de particules émises par le projectile sera $N_{par}(proj) = 2n_b$.
2. $n_a \leq n_b$. Dans ce cas la contamination provenant d'une autre source émettrice est minimale et nous considérerons que le nombre de particules émises par le projectile sera $N_{par}(proj) = n_a + n_b$.

5.2.4 Calcul de l'erreur commise pendant la reconstruction du quasi-projectile.

L'application de la méthode que nous venons de décrire peut induire une erreur relativement importante. Celle-ci est due principalement à la difficulté d'identifier les particules légères émises par le quasi-projectile et au fait que la probabilité de production d'une troisième source intermédiaire n'est pas négligeable (Cf. 4.4.2). Ces effets sont en fait couplés : pour les réactions où un troisième noyau n'est pas formé la séparation entre le projectile et la cible est bien plus claire. Un critère pour sélectionner les réactions ayant une contribution minimale de la source intermédiaire est de choisir uniquement les événements pour lesquels on récupère la plupart de la charge du projectile en prenant toujours en compte l'efficacité de détection associée (Cf. 5.2.1).

Pour illustrer l'erreur que nous faisons, considérons à titre d'exemple la figure 5.4. Dans cette figure nous avons représenté un événement où le quasi-projectile résultant de la réaction a une charge $Z_{proj} = 47$ et la valeur de la charge totale exigée pour sélectionner un événement est $Z_{proj}^{det} = 50$. Supposons que ce projectile a émis 5 protons avec une vitesse supérieure à la sienne et 2 avec une vitesse inférieure ($Z_{fmi} = 40$, $n_b(\text{réelles}) = 5$ et $n_a(\text{réelles}) = 2$). On peut aussi supposer que dans

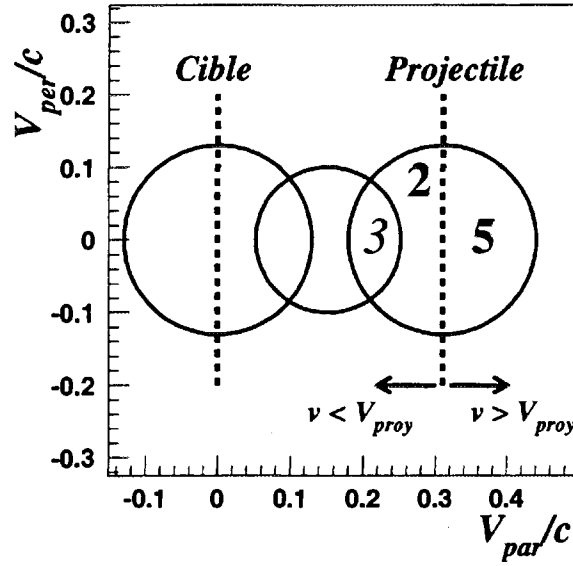


Figure 5.4: Exemple de reconstitution des particules légères émises par le projectile.

cet événement il existe une pollution de par exemple 3 protons provenant d'une source intermédiaire ($n_a(\text{selec}) = 3 + 2$).

Si nous appliquons la méthode de reconstitution, nous obtiendrons un projectile $Z_{proj}^{det} = 50$ lequel sera admis comme valide. Si maintenant, nous considérons la situation inverse où 5 protons sont émis avec une vitesse inférieure et 2 avec une vitesse supérieure ($n_a = 7$ et $n_b = 2$), nous obtiendrons un projectile de charge $Z_{proj} = Z_{fmi} + 2n_b = 44$ qui ne sera pas sélectionné.

Dans le premier des exemples (fig. 5.4) nous faisons une erreur de trois unités sur la valeur de la charge et la multiplicité du projectile détecté. Si on tient compte de l'hypothèse d'émission isotrope des particules, la probabilité de faire une erreur de trois particules est égale à la probabilité d'émettre 5 particules dans l'hémisphère avant et 2 dans l'hémisphère arrière. Cette erreur est obtenue à partir d'un calcul de probabilité simple qui détermine les combinaisons possibles de répartition de n particules en considérant qu'elles peuvent avoir une vitesse inférieure ou supérieure à celle du projectile (n_a et n_b). Les combinaisons de n particules en deux sous-ensembles ayant n_a et n_b particules respectivement, tel que $n = n_a + n_b$, s'obtient à partir de l'expression qui donne les permutations de n particules entre n_a et n_b :

$$P_n^{n_a, n_b} = \frac{n!}{n_a! n_b!} \quad (5.1)$$

Ici, la multiplicité totale de particules émises par le quasi-projectile est $N_{qp} - x$,

où N_{qp} est la multiplicité mesurée et x est l'erreur commise. Ainsi la probabilité d'émettre n_b particules dans l'hémisphère avant et $n_a - x$ dans l'hémisphère arrière est:

$$p(\varepsilon = x, N_{qp}, n_b) = \frac{P_{N_{qp}-x}^{n_a-x, n_b}}{2^{N_{qp}-x}} \quad (5.2)$$

Cette formule donne la probabilité d'avoir une erreur de x particules dans un événement de multiplicité mesurée N_{qp} avec n_b particules émises dans l'hémisphère avant.

Si on revient à la méthode de sélection utilisée, on observe que dans tous les cas $n_a \leq n_b$. L'erreur maximum sera :

$$\begin{aligned} n_a &= n_b && \text{pour } N_{qp} \text{ pair} \\ n_a &= n_b - 1 && \text{pour } N_{qp} \text{ impair} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Dans ce cas la probabilité de commettre une erreur x en fonction de la multiplicité mesurée de l'événement (N_{qp}) sera:

$$p(\varepsilon = x, N_{qp}) = \frac{P_{N_{qp}-x}^{N_{qp}/2-x, N_{qp}/2}}{2^{N_{qp}-x}} \quad (5.4)$$

A partir de cette expression nous pouvons obtenir la distribution de l'erreur commise en fonction de la multiplicité N_{qp} de l'événement. Cette distribution a été représentée dans la figure 5.5.a. Nous pouvons considérer que la valeur moyenne de chacune de ces distributions donne l'erreur commise sur la multiplicité du quasi-projectile reconstruit en fonction de sa multiplicité totale. Dans la figure 5.5.b nous représentons l'erreur commise en fonction de la multiplicité. L'erreur maximum faite sur la charge du projectile est de considérer que toutes les particules qui n'appartiennent pas au quasi-projectile sont des alphas. Dans ce cas l'erreur faite sur la charge sera le double de celle faite sur la multiplicité. Dans tous les cas nous pouvons conclure que l'erreur sur la multiplicité et la charge seront toujours inférieures à 10% de la charge et de la multiplicité totale.

5.2.5 Caractéristiques du quasi-projectile.

En utilisant les méthodes précédentes nous avons pu identifier toutes les particules et les fragments provenant de la désexcitation du quasi-projectile. A partir de ces fragments nous avons été capables de reconstruire la valeur de la charge initiale de l'émetteur et sa multiplicité.

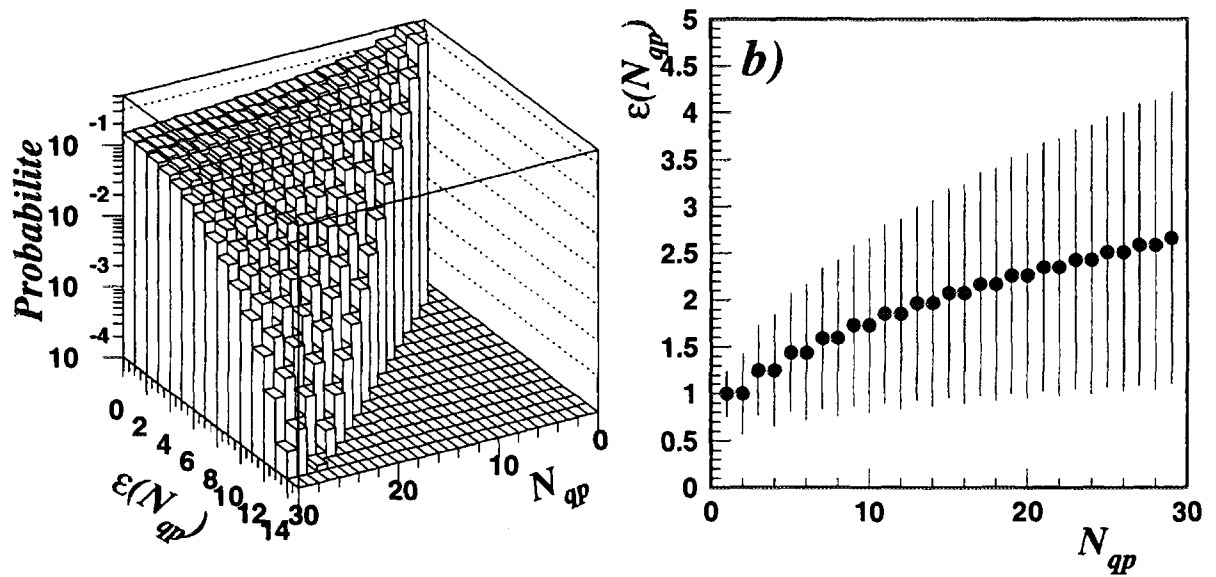


Figure 5.5: a) Distribution de l'erreur sur le nombre de particules légères associées au quasi-projectile en fonction de la multiplicité de l'événement. b) Erreur moyenne faite sur le nombre de particules légères associées au quasi-projectile en fonction de la multiplicité de l'événement.

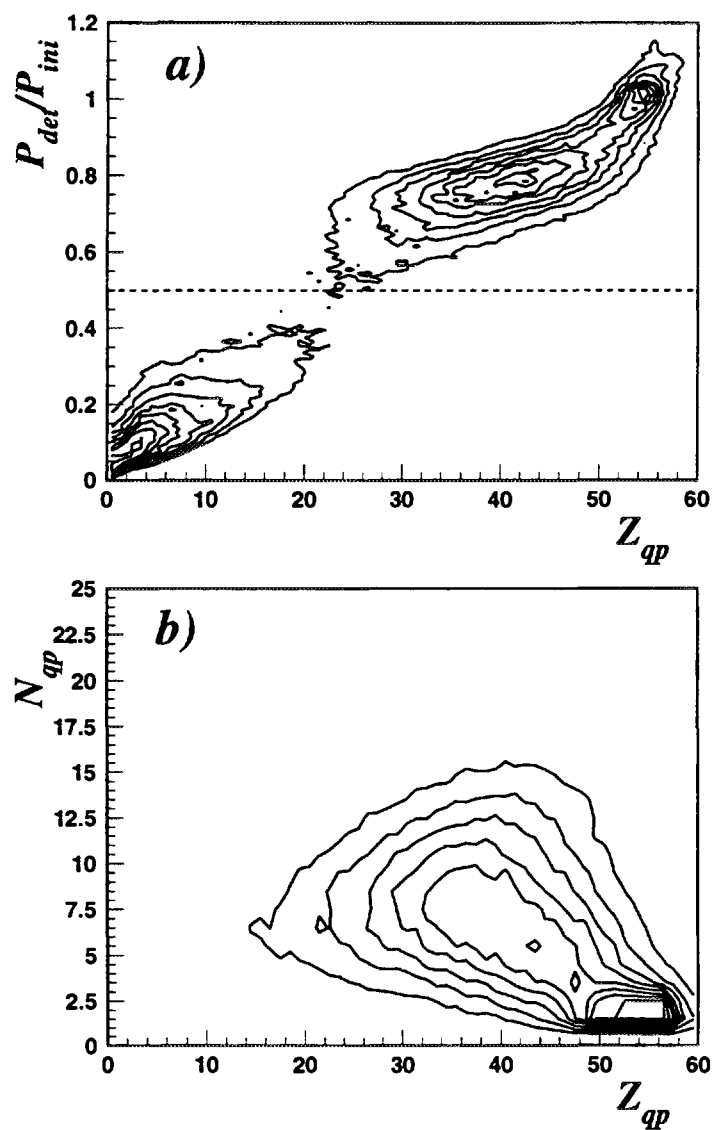


Figure 5.6: a) Pourcentage de l'impulsion initiale détectée à chaque événement en fonction de la charge du quasi-projectile. b) Multiplicité totale du quasi-projectile en fonction de sa charge pour les événements où celui-ci a été bien détecté ($P_{det}/P_{ini} \geq 0.5$). Cette figure représente un échantillon correspondant à 5% de la statistique totale.

Dans la figure 5.6.a nous montrons le pourcentage de l'impulsion totale détectée à chaque événement en fonction de la charge du quasi-projectile reconstitué. Dans cette figure nous observons deux régions. La première correspond aux événements pour lesquels nous avons détecté plus de 50% de l'impulsion initiale et dont la charge du quasi-projectile est supérieure à $Z_{qp} \geq 25$. On voit bien que pour des événements qui sont bien mesurés en impulsion, la charge du quasi-projectile peut atteindre des valeurs $Z_{qp} \approx 25$, dû à la formation d'un troisième noyau intermédiaire dans la collision. La deuxième région représente les événements pour lesquels l'impulsion détectée est inférieure à 50% de l'impulsion initiale et la charge du quasi-projectile inférieure à $Z_{qp} \leq 20$. Ces événements correspondent à des collisions pour lesquelles le projectile a été mal détecté (nous n'avons pas détecté un résidu qui a été diffusé à un angle $\theta \leq 2^\circ$). Dans la suite, nous considérerons uniquement les événements pour lesquels l'impulsion totale détectée est supérieure à 50% de l'impulsion initiale (partie haute de la figure 5.6.a).

La figure 5.6.b représente la multiplicité totale du quasi-projectile en fonction de sa charge pour les événements où celui-ci a été bien mesuré. Nous observons qu'en moyenne la charge du quasi-projectile diminue lorsque la multiplicité de particules produites augmente, et donc la violence de la collision.

Dans la figure 5.7 nous avons représenté différentes caractéristiques du quasi-projectile. Les figures 5.7.a et 5.7.b montrent les distributions de multiplicité totale et de fragments du quasi-projectile. Dans ces figures nous observons que la plupart de la section efficace correspond à des réactions très périphériques pour lesquelles le quasi-projectile résultant est très peu excité, conduisant à un faible nombre de particules et de fragments émis. Néanmoins nous trouvons aussi des événements de grande multiplicité. La section efficace pour ces événements diminue avec l'augmentation de la multiplicité. Le fait d'avoir des valeurs de multiplicité totale supérieures à 25 signifie que même pour les réactions très dissipatives la réaction reste avec un caractère binaire très marqué.

La figure 5.7.c représente la valeur moyenne et l'écart type de la corrélation entre la multiplicité de fragments et la multiplicité totale du quasi-projectile. Dans cette figure nous pouvons observer une augmentation puis une diminution du nombre de fragments : l'émission de fragments augmente avec la violence de la collision jusqu'à une certaine limite au delà de laquelle les effets de taille finie du système conduisent à une diminution de la multiplicité de fragments.

Dans la figure 5.7.d nous montrons l'évolution de la charge du plus gros résidu du quasi-projectile en fonction de sa multiplicité totale. Cette évolution de la valeur

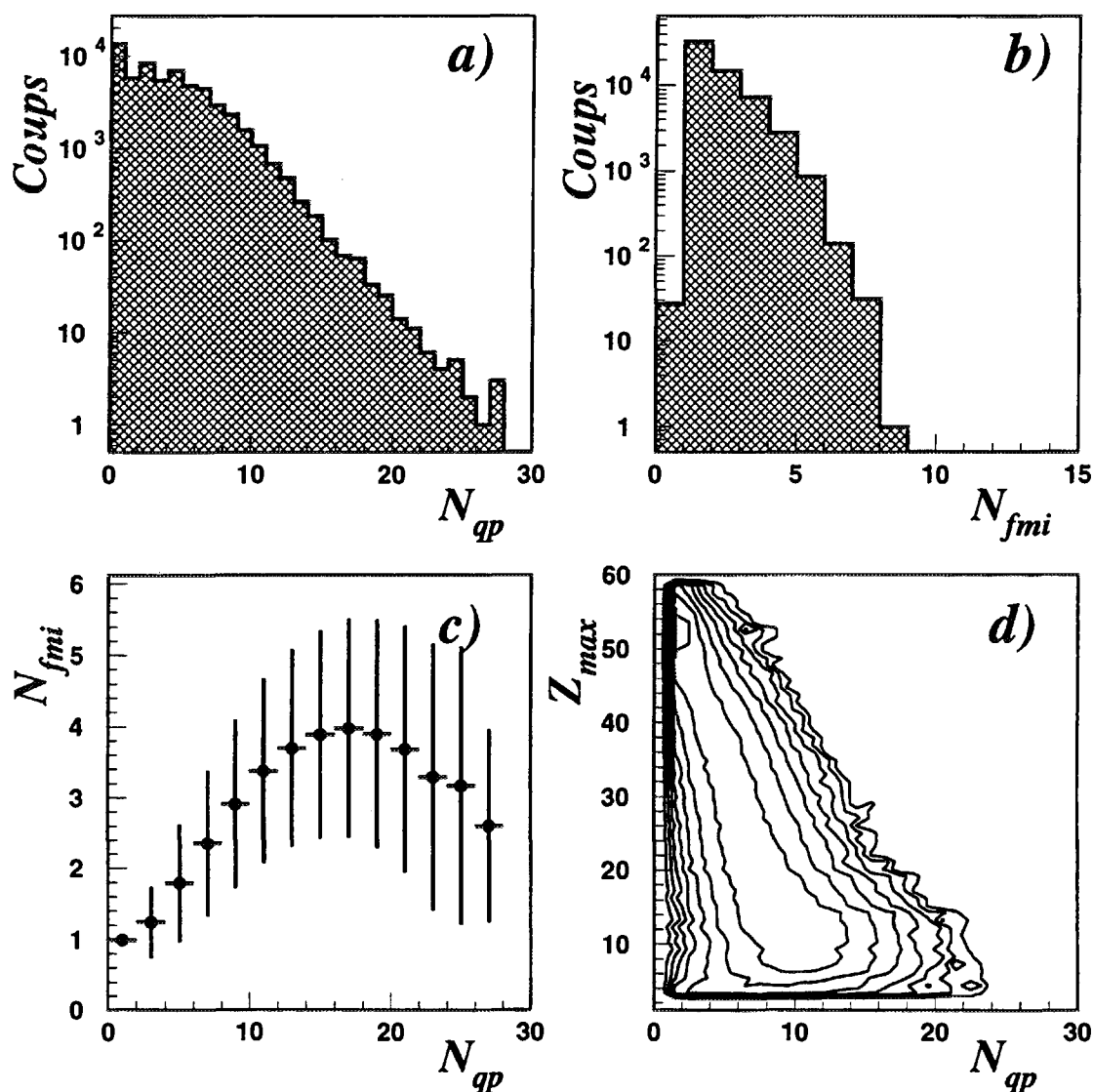


Figure 5.7: a) Distribution de multiplicité totale de particules émises par le quasi-projectile. b) Distribution de la multiplicité des fragments ($Z \geq 3$) du quasi-projectile. c) Valeur moyenne et écart type de la corrélation entre la multiplicité de fragments et la multiplicité totale du quasi-projectile. d) Évolution de la charge du plus gros résidu du quasi-projectile en fonction de la multiplicité totale.

de Z_{max} avec la multiplicité de l'événement est corrélée à la violence de la collision.

5.3 Description du mécanisme de la réaction.

Le système $Xe + Sn$ étant pratiquement symétrique ($Z_{proj} \approx Z_{cib}$), la taille du quasi-projectile et celle de la quasi-cible devrait s'écarter peu des valeurs initiales (respectivement $Z_{proj} = 54$ et $Z_{cib} = 50$). En fait, nos résultats montrent une diminution de la charge moyenne du quasi-projectile avec le degré de violence de la collision (*fig. 5.6.b*), ainsi que la formation d'une zone intermédiaire (*fig. 4.5*).

Afin de préciser l'image globale du mécanisme de collision conduisant à la production d'un quasi-projectile dans la réaction $Xe+Sn$ à 50 MeV/A, nous avons analysé les particules et les fragments qui ont été rejetés par le critère de reconstitution du quasi-projectile. En fait, l'inefficacité de détection altère la reconstitution de la quasi-cible dans les collisions les plus périphériques. Par contre, les qualités d'INDRA permettent une bonne collection de la source intermédiaire et du quasi-projectile pour une large gamme de paramètre d'impact. Finalement, on s'attend à obtenir une bonne reconstitution des trois sources pour les collisions les plus dissipatives.

Nous avons reconstruit la quasi-cible en utilisant la méthode appliquée au quasi-projectile, en imposant comme contrainte cinématique pour les fragments une vitesse $V_{fmi} \leq 3 \text{ cm/ns}$. Nous avons ensuite supposé que la zone intermédiaire est obtenue en sommant les particules et les fragments qui n'appartiennent ni au quasi-projectile ni à la quasi-cible.

Dans la figure 5.8.a nous montrons l'évolution de la charge associée au quasi-projectile, à la quasi-cible et au noyau intermédiaire en fonction de la multiplicité totale de particules chargées. Dans cette figure chaque symbole représente la valeur moyenne de la distribution de charge associée à chaque valeur de la multiplicité. Les barres représentent l'écart type de cette distribution.

Sur cette figure nous constatons que les seuils de détection empêchent d'avoir une détection complète de la cible, surtout à basse multiplicité. Si on considère la multiplicité comme une échelle en paramètre d'impact (*voir annexe C*), on observe que dans les collisions les plus périphériques on détecte un résidu du projectile avec une charge très proche de sa charge initiale associé à une source intermédiaire très petite.

Quand le paramètre d'impact diminue, la valeur moyenne de la charge du quasi-projectile (Z_{qp}) diminue et la charge de la zone intermédiaire augmente. De plus,

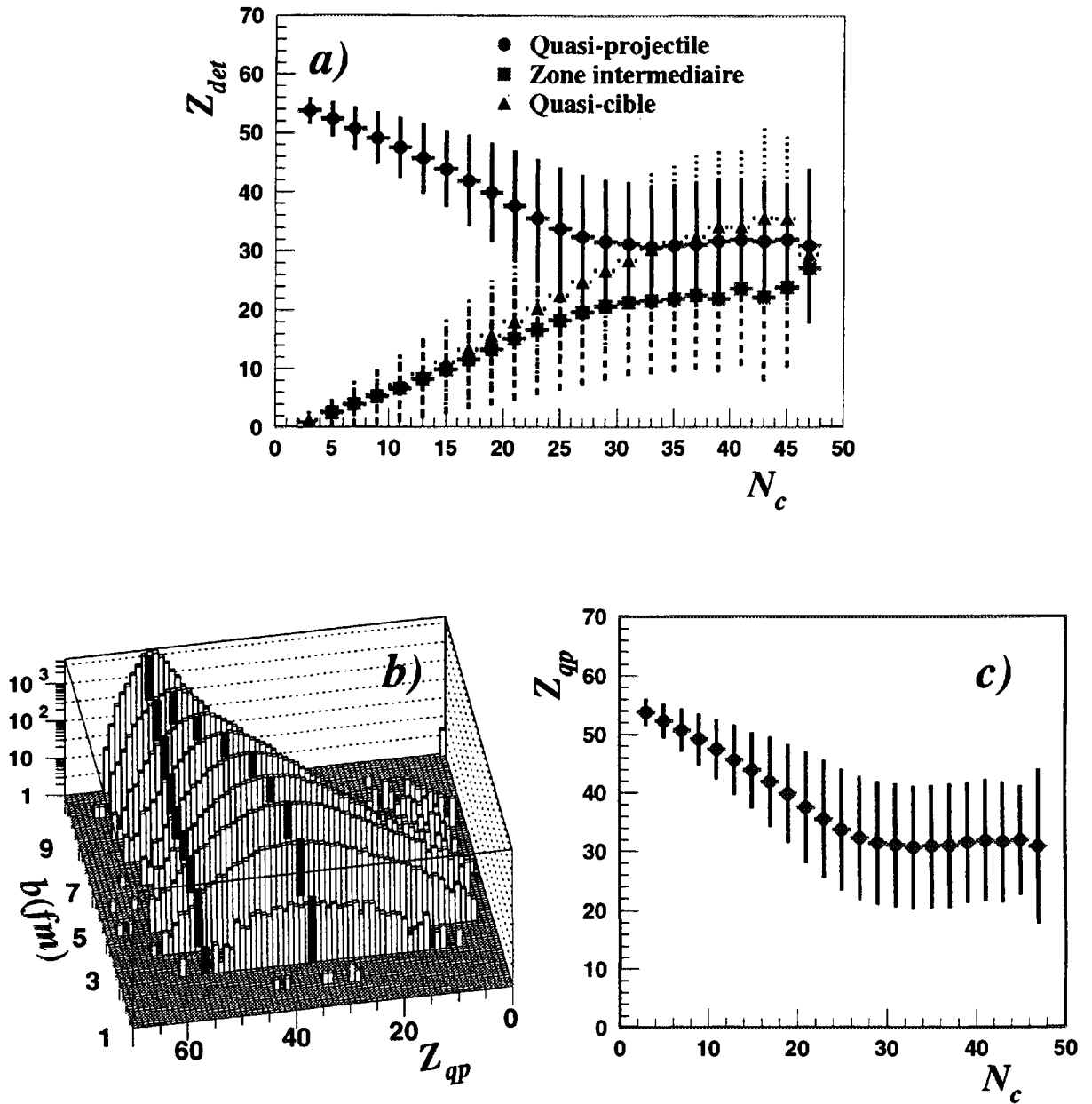


Figure 5.8: a) évolution de la charge du quasi-projectile, de la quasi-cible et du noyau intermédiaire formé en fonction de la multiplicité totale (N_c) de la réaction. b) Distribution de charge du quasi-projectile pour différentes fenêtres de paramètre d'impact (voir l'annexe C). c) évolution de la charge du quasi-projectile en fonction de la multiplicité totale (N_c) de la réaction.

pour les collisions les plus violentes les charges moyennes des trois sources sont équivalentes ($Z_{qp} \approx Z_{qc} \approx Z_{int} \approx 30$).

Une autre information que l'on peut extraire des figures 5.8.b et 5.8.c est l'augmentation de la fluctuation de la distribution de charge du quasi-projectile autour de la valeur moyenne. Enfin, pour des collisions violentes, l'amplitude des fluctuations dans les distributions de charge conduit parfois à la formation d'un quasi-projectile dont la charge est proche de celle du projectile. On peut observer ce résultat sur la figure 5.8.b où nous avons reporté les distributions en charge du quasi-projectile pour différentes tranches en paramètre d'impact (*annexe C*). Pour une gamme en dissipation donnée, la distribution en charge du quasi-projectile est très large. Ainsi pour des collisions très dissipatives ($N_c \geq 35$, $b \leq 4 fm$), cette distribution peut s'étendre sur 20 unités autour de la valeur moyenne $\langle Z_{qp} \rangle \approx 30$. On observe également qu'un quasi-projectile de charge $Z_{qp} = 54$ peut être produit pour une large gamme de dissipation.

A partir de ces résultats nous pouvons conclure que dans la réaction $Xe+Sn$ à $50 MeV/A$, les collisions les plus dissipatives conduisent généralement à trois sources chaudes. Cette image serait en accord avec un modèle de collision de type participant-spectateur (*Cf. 1.2*). Mais les fluctuations de charge que l'on observe nous indiquent que la formation de la zone intermédiaire ne dépend pas uniquement de la géométrie de la réaction (paramètre d'impact) comme le prédit ce modèle simple.

Une autre approche théorique a été récemment proposée. Dans les processus impliqués lors d'une réaction entre ions lourds aux énergies intermédiaires (10-100 MeV/A) l'action du champ moyen nucléaire joue un rôle aussi important que l'effet de la dissipation due aux collisions nucléon-nucléon. Dans ce domaine d'énergie, l'équation de Boltzmann (BUU) a souvent été utilisée pour décrire le comportement dynamique de la collision. Plusieurs propriétés associées au type de collision, comme par exemple la production de particules ou le flot collectif peuvent ainsi être calculées et comparées aux résultats expérimentaux.

Dans l'approche Boltzmann standard, on considère seulement l'effet moyen des collisions entre nucléons. Dans la figure 5.9.a nous montrons l'évolution de la charge du quasi-projectile, de la quasi-cible et du noyau intermédiaire en fonction du paramètre d'impact pour la réaction $Xe+Sn$ à $50 MeV/A$ obtenus avec un calcul de ce type.

Cette approximation est valide dans plusieurs situations, principalement lorsque la dynamique du système étudié est stable; par contre, elle ne peut pas donner

une description correcte de la dynamique des processus lorsque des instabilités et des bifurcations sont présentes. Pour cette raison, l'approche de Boltzmann a été étendue afin d'ajouter les effets dûs aux fluctuations. Cela a conduit à la théorie de Boltzmann-Langevin, où les collisions entre nucléons sont considérées comme étant un processus aléatoire, ce qui permet d'introduire des fluctuations dans la dynamique. Ces fluctuations pourront être amplifiées ou non par la présence de toutes sortes d'instabilités [Ayi88], [Ran90], [Sur90].

Nous avons effectué des calculs au moyen de ce formalisme de Boltzmann-Langevin [Col93], [Col95] pour les collisions périphériques Xe sur Sn à 50 MeV/A. afin d'étudier la dynamique de la zone de superposition (région intermédiaire) entre les deux partenaires de réaction. Plusieurs types d'instabilités, dues à l'action combinée du moment angulaire et de la répulsion coulombienne (instabilités de forme), ainsi qu'à des effets de compression, (instabilités de volume) peuvent intervenir dans cette région. Dans ce cas-là, nous attendons de grandes variances dans les observables associées aux fragments quasi-projectile et quasi-cible, ainsi que la production de fragments légers dans la région intermédiaire.

Nous avons considéré plusieurs événements de la réaction étudiée, pour un paramètre d'impact $b = 5$ fm. La distribution en taille du fragment quasi-projectile obtenue par le calcul est reportée sur la figure 5.9.b (*courbe en tirets*). Le spectre obtenu est assez étendu, en accord avec les données expérimentales (*fig. 5.9.b courbe en trait continu*). Il faut remarquer que ce résultat indique que des instabilités sont intervenues lors de la collision, donnant lieu à l'amplification de toute fluctuation. En l'absence d'instabilités les variances obtenues seraient typiquement plus petites (*fig. 5.9.b courbe en pointillés*). Cette courbe est calculée dans le cas d'une dynamique sans instabilités, en supposant que seules des fluctuations statistiques sont présentes.

Pour conclure il semble bien que ces résultats préliminaires de calculs dynamiques avec fluctuations soient en bon accord avec les données expérimentales. D'un point de vue expérimental, l'existence de fluctuations importantes dans la distribution en charge du quasi-projectile va nous permettre de sélectionner des événements pour lesquels le quasi-projectile a un même taille dans un grand domaine d'énergie d'excitation.

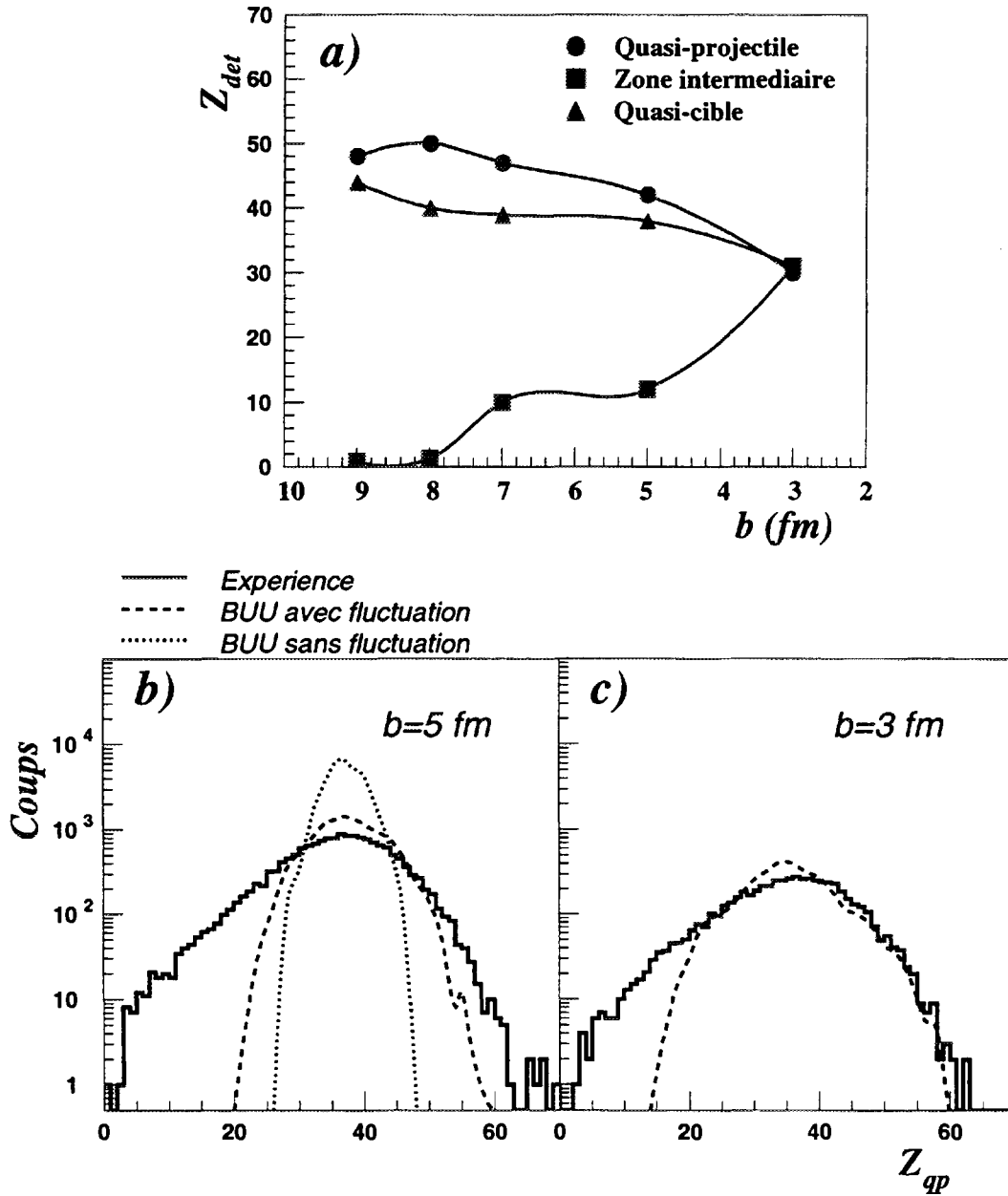


Figure 5.9: a) Évolution de la charge du quasi-projectile, de la quasi-cible et du noyau intermédiaire en fonction du paramètre d'impact de la collision obtenu avec un calcul BUU où l'on tient compte uniquement de l'effet moyen des collisions entre les nucléons. b),c) Comparaison entre la distribution de charge expérimentale et celle obtenue avec un calcul BUU avec et sans un terme de fluctuations pour des collisions avec un paramètre d'impact de 5 et 3 fm.

5.4 Détermination de l'énergie d'excitation.

Dans la section précédente nous avons montré comment reconstituer le quasi-projectile dans la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/A. Nous allons dans cette section présenter la méthode utilisée pour reconstituer l'énergie d'excitation déposée dans le quasi-projectile. Cette grandeur est une contrainte sévère pour les modèles et un ingrédient nécessaire à la comparaison avec des modèles de désintégration.

Nous pouvons reconstituer l'énergie d'excitation initiale du projectile à partir des énergies cinétiques des N_c particules et fragments chargés et des N_n neutrons émis en utilisant l'expression suivante:

$$E^* = \sum_{i=1}^{N_c} E_i + \sum_{i=1}^{N_n} E_i - Q + E_{res}^* \quad (5.5)$$

où E_i est l'énergie cinétique des particules dans le référentiel du noyau émetteur, Q la différence de masse entre les produits initiaux et les produits finaux et E_{res}^* l'énergie d'excitation résiduelle dissipée par émission de photons (on la considérera ici comme négligeable).

Les énergies cinétiques des particules et fragments ayant été mesurées, Il reste à estimer la quantité d'énergie dissipée par les neutrons, non détectés par INDRA. Il est possible d'évaluer cette énergie en s'aidant des simulations qui donnent le nombre moyen de neutrons associés au nombre moyen de particules chargées ($Z = 1, 2$) en utilisant les prédictions d'un modèle statistique. Une autre méthode est d'estimer le nombre de neutrons émis en faisant un bilan en masse et en s'aidant d'une hypothèse sur la masse des fragments détectés.

5.4.1 Détermination du nombre de neutrons émis en utilisant un modèle de désexcitation séquentielle.

La simulation de la désexcitation du projectile peut donner une estimation du nombre de neutrons émis à chaque réaction et de leur énergie associée. Pour faire cette simulation nous avons utilisé le générateur d'événements GENEVE (*annexe B*) qui décrit la désexcitation d'un noyau excité selon un processus d'émission statistique séquentielle des particules et des fragments.

En simulant la désexcitation d'un noyau de $^{129}_{54}Xe$ à des énergies d'excitation différentes on peut déterminer l'évolution du nombre moyen de neutrons émis à chaque réaction et leur énergie moyenne en fonction du nombre de particules légères émises (*fig. 5.11*). A partir de cette relation il est possible d'associer à chaque

événement la multiplicité moyenne de neutrons et l'énergie dissipée pour une multiplicité totale donnée. Cette méthode de détermination de l'énergie d'excitation présente deux désavantages :

- Les prédictions du modèle statistique sont relativement précises à basse énergie d'excitation mais deviennent moins fiables pour des valeurs importantes de l'énergie d'excitation.
- Le fait d'associer un nombre moyen de neutrons à chaque événement induit une augmentation de la fluctuation de la distribution d'énergie d'excitation obtenue.

5.4.2 Détermination du nombre de neutrons émis par reconstitution de la masse du projectile.

L'autre possibilité pour déterminer le nombre de neutrons émis à chaque événement est de calculer la différence de masse entre le projectile initial et les fragments détectés. Comme nous connaissons uniquement la charge des fragments provenant du projectile, il faut déterminer leur masse. Pour cela nous devons employer une formule de masses.

Généralement les formules de masses fournissent une valeur de masse pour une charge donnée en supposant que le noyau appartient à la vallée de la stabilité. Dans notre cas nous ne pouvons pas appliquer ce type de formule puisque les noyaux résultants de la désexcitation par émission de particules ne suivent pas cette vallée de la stabilité. Pour cette raison nous avons employé une formule semi-empirique déduite des résultats expérimentaux et qui tient compte de cet effet [Sum90]. Dans la figure 5.10 nous avons reporté pour différentes charges la masse calculée pour la vallée de stabilité et celle calculée en incluant les effets de la désexcitation pour un noyau de $^{129}_{54}\text{Xe}$. Les différences deviennent importantes lorsque la charge du fragment augmente.

Cette méthode a l'inconvénient de dépendre de la formule de masse employée, mais elle a l'avantage de permettre une détermination du nombre de neutrons événement par événement, sans se restreindre à des valeurs moyennes.

Une fois connu le nombre de neutrons, nous avons supposé que l'énergie cinétique des neutrons est égale à l'énergie cinétique moyenne des protons émis dans la réaction, corrigée de la barrière coulombienne.

Dans la figure 5.11.a nous représentons le nombre moyen de neutrons en fonction de la multiplicité de particules légères obtenu avec les deux méthodes décrites

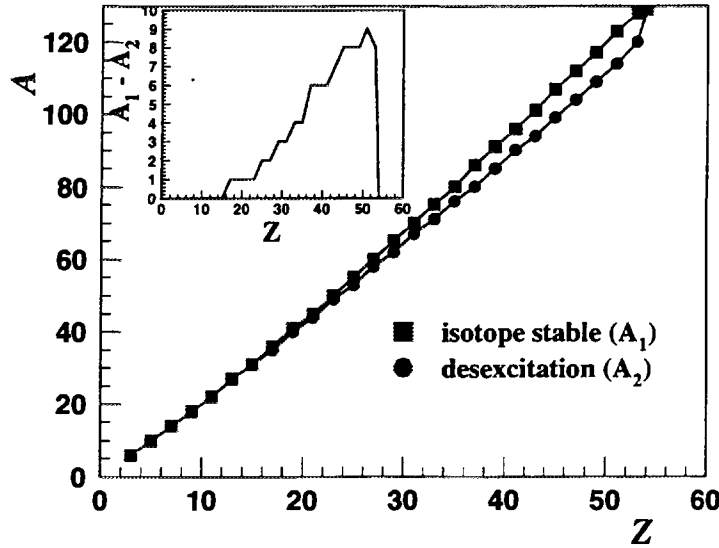


Figure 5.10: Comparaison de la valeur de la masse calculée à partir de la charge du fragment en utilisant une formule qui considère les noyaux dans la vallée de stabilité et une autre qui tient compte des effets de la désexcitation d'un noyau de $^{129}_{54}\text{Xe}$.

antérieurement. Dans la figure 5.11.b nous représentons la valeur moyenne de l'énergie cinétique totale de ces neutrons en fonction de la multiplicité de particules légères.

Sur ces figures nous voyons que, pour les événements de faible multiplicité, les deux méthodes prédisent le même nombre de neutrons. Pour des valeurs plus importantes de la multiplicité (N_{plc}) le nombre de neutrons prédits par le modèle statistique est plus grand que celui déduit du bilan en masse. Si maintenant nous comparons les énergies cinétiques obtenues par les deux méthodes nous voyons qu'elles sont très voisines. Pour la détermination de l'énergie d'excitation du projectile reconstitué à chaque collision nous utiliserons les résultats de la seconde méthode car elle à l'avantage d'estimer un nombre de neutrons événement par événement.

5.4.3 Distribution de l'énergie d'excitation.

Dans la figure 5.12 nous montrons la distribution d'énergie d'excitation obtenue pour le quasi-projectile. La valeur moyenne de l'énergie d'excitation est de 300 MeV, et des énergies d'excitation de l'ordre de 10 MeV/A sont atteintes. Au delà de 1500 MeV, la distribution peut être contaminée par les comptages multiples de particules dans un même module.

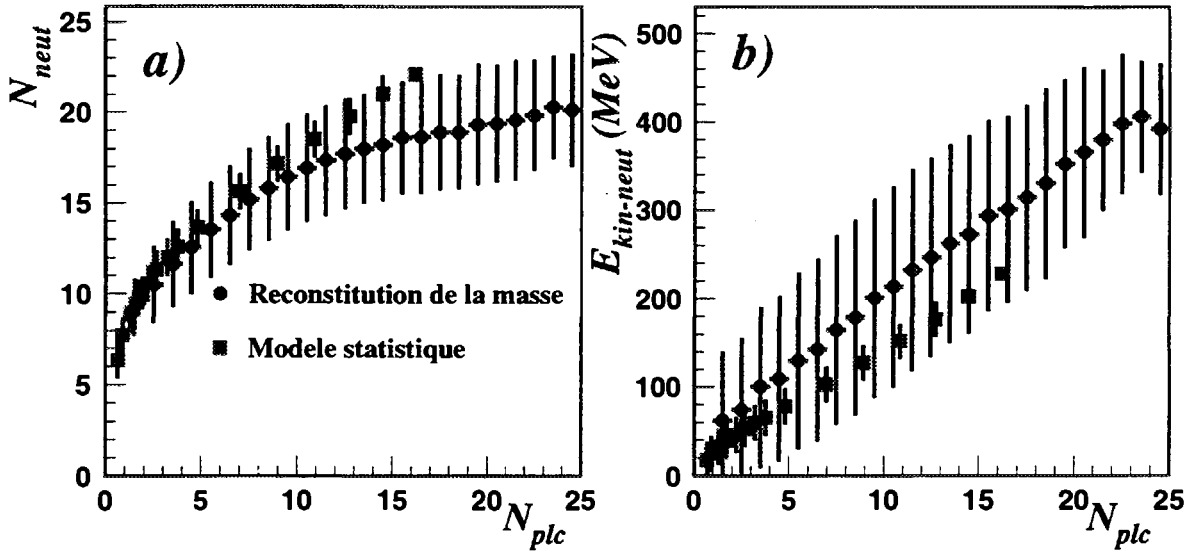


Figure 5.11: a) Nombre moyen de neutrons associés à une multiplicité de particules légères donnée obtenu avec les deux méthodes expliquées dans le texte. b) Énergie cinétique moyenne des neutrons en fonction de la multiplicité de particules légères obtenue avec les deux méthodes expliquées dans le texte.

Dans cette figure nous observons un seuil en énergie ($E^* \approx 60 \text{ MeV}$) en dessous duquel nous n'avons aucun événement. La valeur de ce seuil peut s'expliquer si nous considérons qu'avant d'émettre une particule chargée, le noyau qui se désexcite a émis 6 ou 7 neutrons (fig. 5.11.a). La valeur du Q de réaction correspondant à l'émission de ces neutrons est voisine de 50 MeV. Cette énergie, en incluant l'énergie cinétique des neutrons, explique le seuil de 60 MeV observé dans la distribution d'énergie d'excitation.

5.5 Caractéristiques du projectile en fonction de son énergie d'excitation.

Dans le paragraphe 5.3 nous avons vu qu'il existe de grandes fluctuations de la valeur de la charge du quasi-projectile pour une violence de collision donnée. Ces fluctuations nous permettent de former des quasi-projectiles ayant la presque totalité de la charge initiale. Notre but étant la sélection d'un type d'événements pour lesquels la taille du noyau excité est connue avec le maximum de précision, nous sélectionnerons ici uniquement les événements pour lesquels la charge reconstituée du projectile est

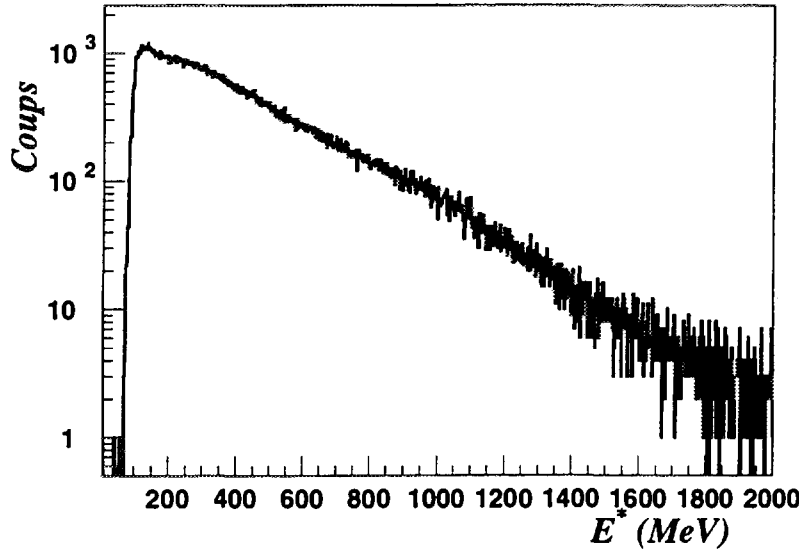


Figure 5.12: *Distribution d'énergie d'excitation du projectile résultant de la collision. Cette distribution représente un échantillon de 5% de la statistique accumulée pendant l'expérience.*

$50 \leq Z_{proj} \leq 55$. Dans la figure 5.13 nous présentons les caractéristiques de ces quasi-projectiles en fonction de leur énergie d'excitation.

Dans la figure 5.13.a nous montrons la corrélation qui existe entre la multiplicité de particules chargées (N_{qp}) et l'énergie d'excitation du quasi-projectile. Nous observons que la valeur moyenne de la distribution de la multiplicité (N_{qp}) augmente avec l'énergie d'excitation avec une fluctuation autour de la valeur moyenne de plus en plus importante.

La figure 5.13.b représente la valeur moyenne et l'écart type de la distribution de l'angle de déflexion du quasi-projectile en fonction de son énergie d'excitation. On voit que l'angle moyen de déflexion reste petit ($\theta_{qp} \leq 6^\circ$) tandis que la fluctuation autour de la valeur moyenne augmente avec l'énergie d'excitation.

Si nous analysons l'évolution du résidu le plus lourd provenant du projectile en fonction de son énergie d'excitation (fig. 5.13.c), nous voyons que sa taille diminue avec l'énergie d'excitation, et que la fluctuation autour de la valeur moyenne augmente.

Pour finir nous montrons l'évolution de la vitesse du projectile avec son énergie d'excitation (fig. 5.3.d). La vitesse du quasi-projectile ($Z_{qp} \in [50, 55]$) diminue avec l'énergie d'excitation, mais reste suffisamment élevée pour assurer une bonne

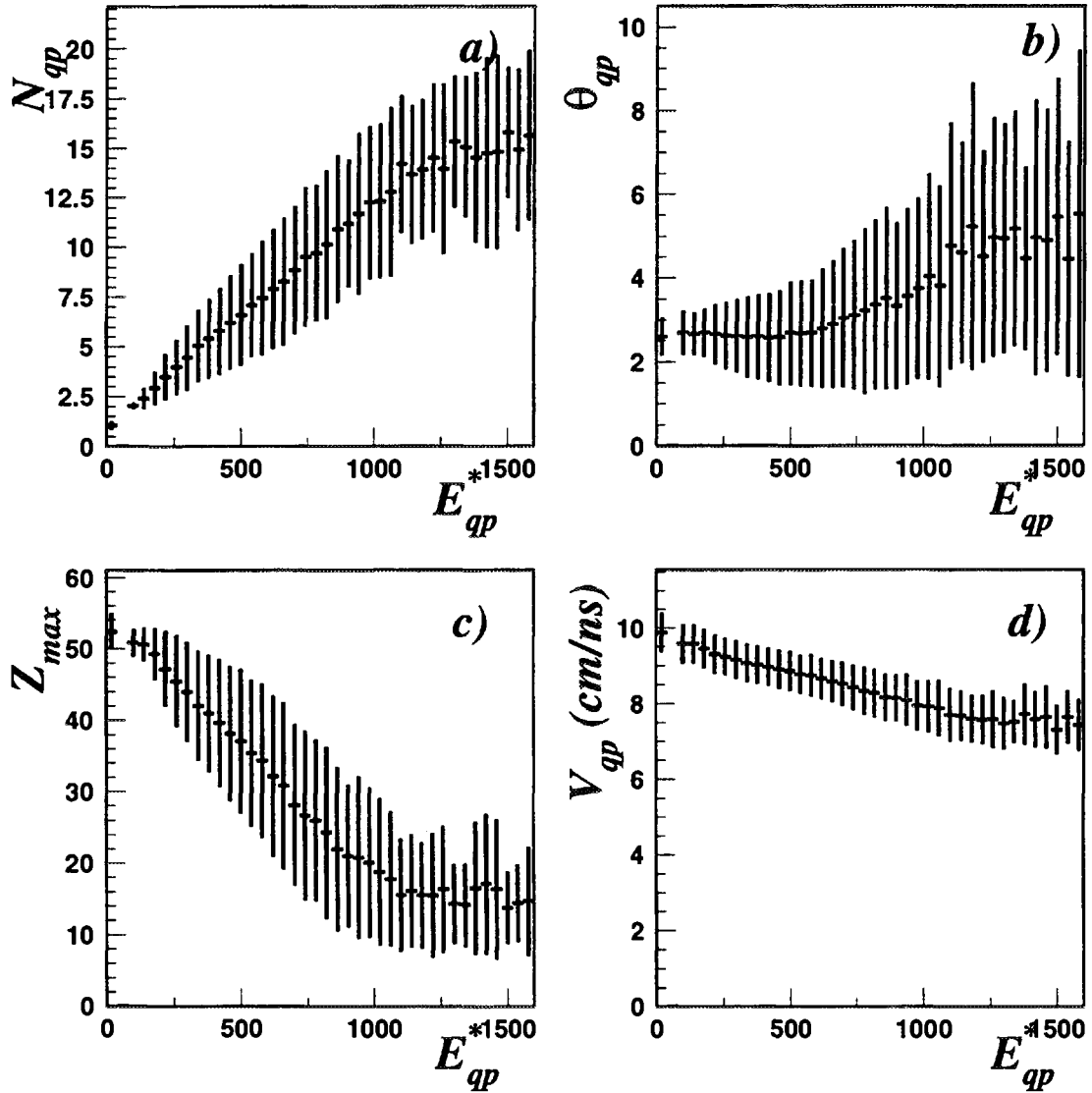


Figure 5.13: *Caractéristiques du quasi-projectile reconstitué en fonction de son énergie d'excitation pour les événements où le projectile conserve la presque totalité de sa charge initiale ($50 \leq Z_{proj} \leq 55$). a) Valeur moyenne et variance de la multiplicité de particules provenant du quasi-projectile. b) Angle de déflexion (moyenne et variance) du quasi-projectile. c) Charge moyenne (et variance) du plus grand fragment du quasi-projectile. d) Vitesse moyenne et variance de la source.*

sélection des particules provenant de la désexcitation du projectile.

5.6 Analyse des spectres de particules légères émises par le projectile.

L'étude des spectres de particules légères émises par un noyau excité peut nous donner une information importante sur les caractéristiques de ce noyau et sur les mécanismes de désexcitation.

Dans la figure 5.14 nous avons représenté les spectres d'énergie dans le centre de masse du quasi-projectile correspondant à l'émission des protons et des alphas à différentes énergies d'excitation. A cause des problèmes d'attribution des particules émises pendant la désexcitation (*Cf.* 5.2.3), nous n'avons considéré que les particules ayant une vitesse supérieure à celle du quasi-projectile.

Ces spectres ont une forme maxwellienne caractéristique de la désexcitation statistique d'un noyau chaud. Dans les deux cas considérés (protons et alphas) on voit que la pente des spectres augmente avec l'énergie d'excitation. Cette augmentation de pente peut être interprétée, dans le cadre d'un modèle statistique, comme une augmentation de la température du noyau émetteur. En même temps on observe une diminution des barrières coulombiennes avec l'énergie d'excitation, et dans tous les cas, ces barrières sont toujours plus petites pour les protons.

Dans ces spectres on peut observer aussi une deuxième composante pour des valeurs d'énergie importantes. Cette deuxième composante est certainement due à l'émission de particules de prééquilibre ou au comptage multiple dans un même module de détection.

Pour quantifier l'évolution des spectres avec l'énergie d'excitation nous avons effectué des ajustements en utilisant l'expression:

$$P(E)dE = N \frac{E - f(B)}{T^2} \exp\left(\frac{-E - f(B)}{T}\right) dE \quad (5.6)$$

où E est l'énergie cinétique des particules par rapport au noyau émetteur, N un paramètre de normalisation proportionnel à la multiplicité moyenne des particules émises à chaque événement, T un paramètre associé à la valeur de la pente des spectres, qui dans le cadre d'un modèle statistique représente la température du noyau émetteur, et $f(B)$ une distribution de barrière coulombienne, considérée comme étant gaussienne:

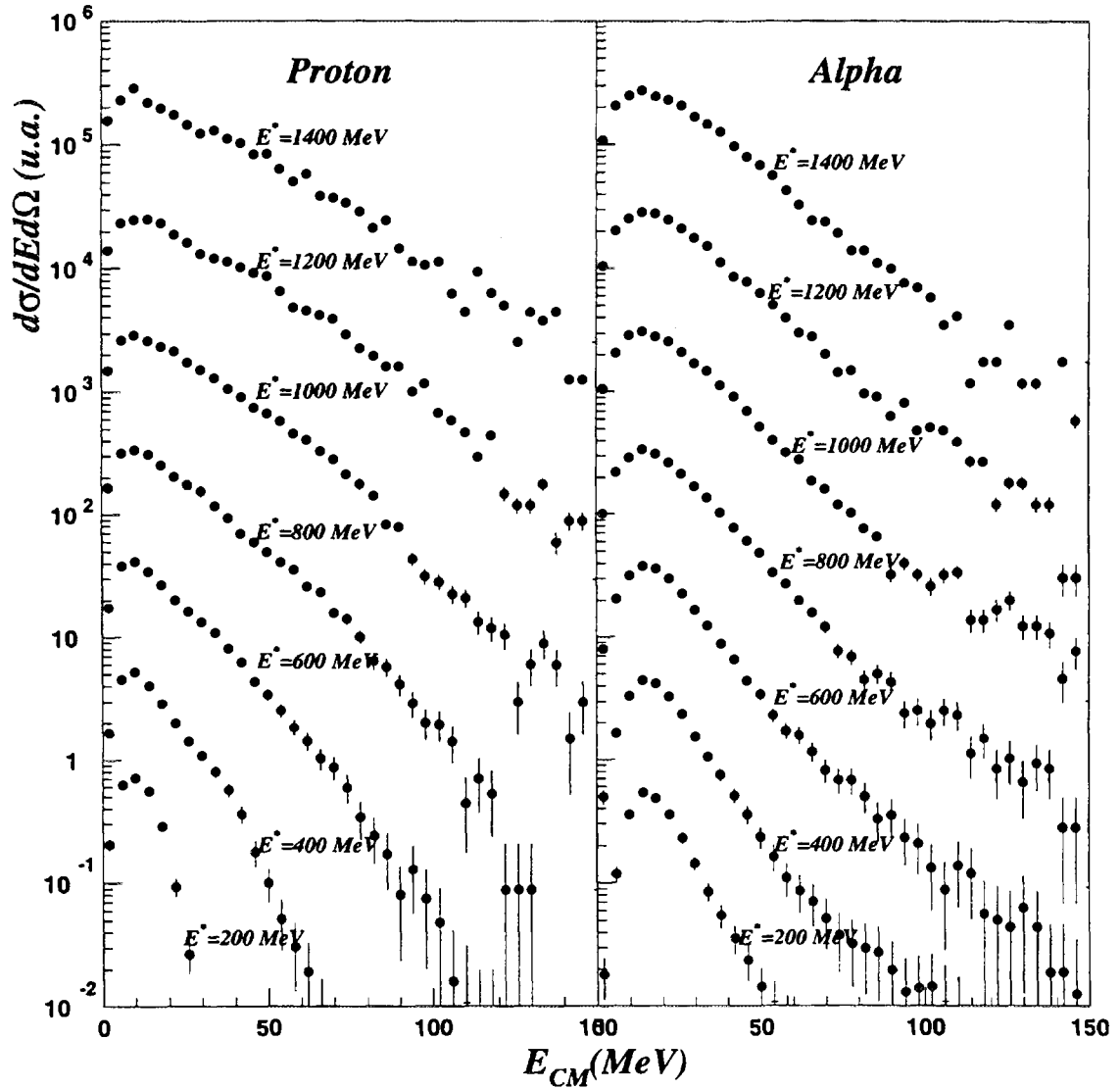


Figure 5.14: Évolution des spectres des protons et des alphas dans le centre de masse de l'émetteur, avec l'énergie d'excitation du quasi-projectile reconstitué ($50 \leq Z_{proj} \leq 55$).

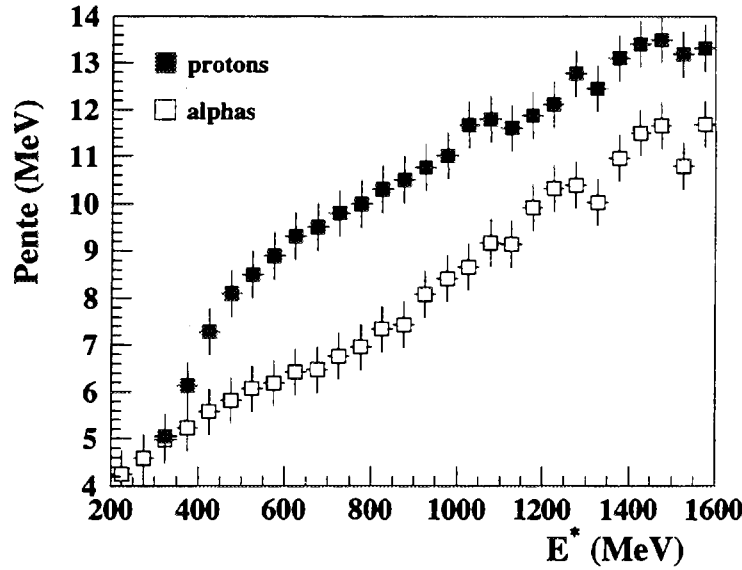


Figure 5.15: Évolution du paramètre de pente des spectres de protons et alphas en fonction de l'énergie d'excitation.

$$f(B) = e^{-\frac{(E-\langle B \rangle)^2}{\sigma_B^2}} \quad (5.7)$$

Dans l'ajustement nous avons fixé la valeur de $\sigma_B = 1 \text{ MeV}$. N , $\langle B \rangle$ et T sont des paramètres libres.

Dans la figure 5.15 nous montrons l'évolution du paramètre de pente T que nous avons obtenu avec l'ajustement en fonction de l'énergie d'excitation pour les protons et alphas. On constate que le paramètre de pente augmente avec l'énergie d'excitation et qu'il est toujours inférieur pour les alphas que pour les protons.

Avec cette première analyse nous pouvons conclure que la qualité des spectres confirme les performances des identifications et des étalonnages du détecteur et par la même la reconstitution du quasi-projectile initial. D'autre part, les valeurs d'énergie d'excitation et des paramètres de pente observés indiquent qu'on atteint des valeurs très élevées de la température pour les noyaux considérés. Mais, pour les grandes valeurs de l'énergie d'excitation où le système a multifragmenté, il faudra interpréter convenablement la forme des spectres de particules.

Chapitre 6

Étude de la distribution en charge du projectile.

6.1 Introduction.

Dans le chapitre précédent nous avons montré que dans la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 50 MeV/A nous pouvions isoler des collisions binaires avec de faibles paramètres d'impact ($\approx 4 fm$) pour lesquelles le quasi-projectile résultant conserve la presque totalité de la charge incidente. Nous avons donc été capables d'identifier un échantillon de noyaux excités dont nous connaissons la taille sur un grand intervalle d'énergie d'excitation. Ce sont les conditions que l'on avait imposées (*Cf. 1.5*) pour l'étude des distributions de charge des noyaux qui multifragmentent avec pour but de trouver une signature d'un comportement critique (*Cf. 1.4.2*).

Dans ce chapitre, l'étude des moments de cette distribution, et la comparaison des résultats obtenus avec un modèle de percolation et avec un modèle d'émission statistique séquentielle, nous permettra de mettre en évidence l'existence d'un comportement critique similaire à celui prédit par la théorie de percolation. L'analyse des fluctuations observées dans les distributions de charge du projectile nous permettra de confirmer ces résultats. Finalement nous ferons une étude systématique de plusieurs observables reliées aux distributions de charge en fonction de la taille du quasi-projectile.

6.2 Étude des distributions de charge.

Dans le premier chapitre (*Cf. 1.4.1*), nous avons vu que la distribution de taille des agrégats au voisinage d'un point critique suit une loi de puissance :

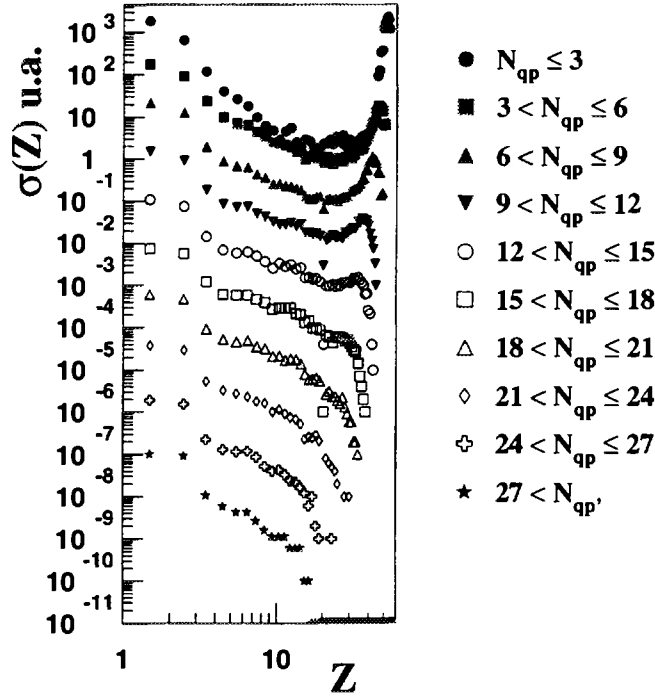


Figure 6.1: *Distribution de charge des fragments émis par un quasi-projectile de charge $Z_{qp} \geq 50$, en fonction de la multiplicité totale N_{qp} .*

$$n_s(p) \approx s^{-\tau} f[(p - p_c)s^\sigma] \quad (6.1)$$

$$p \rightarrow p_c \quad N_s(p) \approx s^{-\tau} \quad (6.2)$$

Où τ est un exposant critique qui dans le cas de la théorie de la percolation à trois dimensions est égal à $\tau = 2.3$.

Dans la figure 6.1 nous montrons les distributions de charge correspondant à la désexcitation du quasi-projectile ($Z_{qp} \geq 50$) en fonction de la multiplicité de particules émises (N_{qp}). Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent (Cf. 5.5), la multiplicité totale de particules détectées est proportionnelle à l'énergie dissipée dans la réaction, elle-même liée au paramètre d'impact.

Si nous analysons les distributions de charge en fonction de la violence de la collision (figure 6.1), on remarque que, pour les collisions les plus périphériques (faible multiplicité), les distributions ont une forme en U. Cette forme est typique des processus d'évaporation statistique. Dans ces réactions le plus gros fragment détecté avec une charge $Z \approx 50$ est un résidu qui se désexcite en émettant principalement des

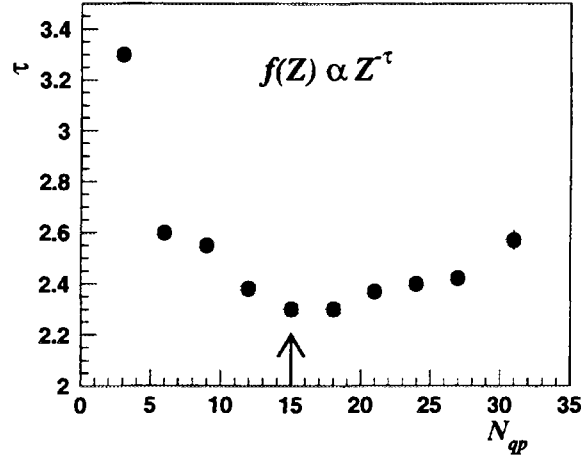


Figure 6.2: Valeur du paramètre τ obtenu après un ajustement de la distribution de charge avec une loi de puissance (eq. 6.2) en fonction de la multiplicité totale de particules émises par le projectile dans les événements considérés.

particules légères. Simultanément, pour des multiplicités $N_{qp} \leq 3$, l'accumulation des fragments avec une charge $Z \approx 25$ correspond à des événements pour lesquels le projectile a fissionné.

Lorsque la dissipation augmente, la fraction des événements d'évaporation diminue. Pour les collisions les plus dissipatives, les distributions de charge présentent une décroissance exponentielle.

Ce comportement peut être quantifié en déterminant le paramètre τ de l'équation 6.2. Pour cela nous avons considéré l'intervalle de charge $0 \leq Z \leq 20$. Dans la figure 6.2 nous montrons la valeur du paramètre τ obtenue en fonction de la multiplicité totale des particules émises par le quasi-projectile. La valeur de ce paramètre τ diminue avec la multiplicité jusqu'à atteindre une valeur minimale $\tau \approx 2.3$ pour une valeur de la multiplicité $N_{qp} \approx 15$. Au delà, ce paramètre augmente.

Ce résultat coïncide avec les prédictions d'un modèle de transition liquide-gaz ou de percolation. Néanmoins, cette condition est nécessaire mais n'est pas suffisante pour mettre en évidence sans ambiguïtés l'existence d'un comportement critique dans les distributions de charge.

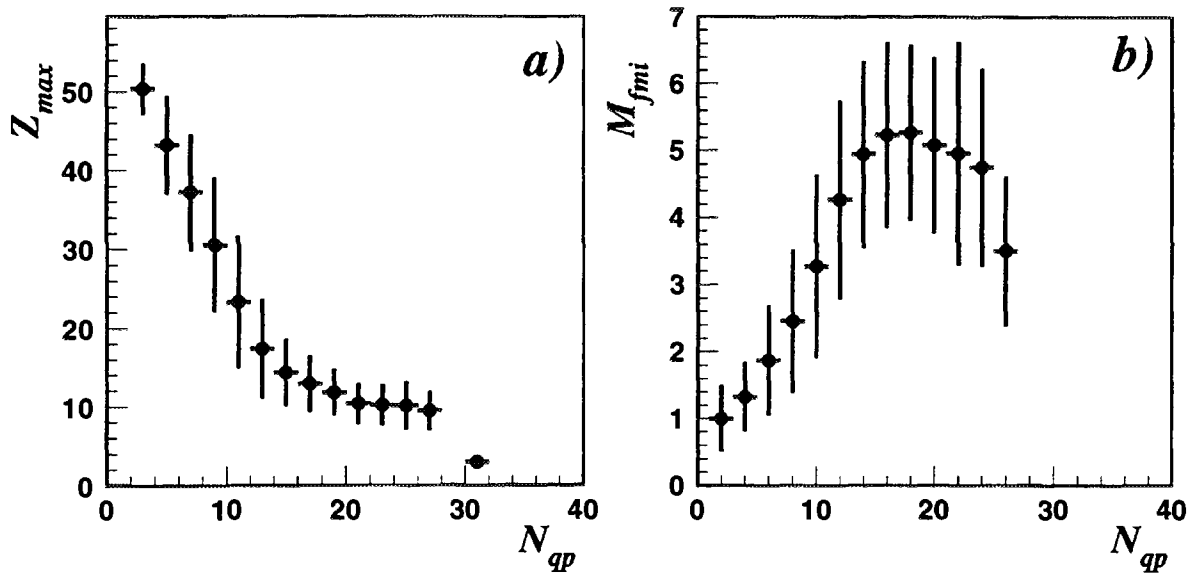


Figure 6.3: Évolution de la valeur moyenne (cercles) et de l'écart type (barres d'erreur) de la distribution de charge du plus gros résidu du quasi-projectile ($Z_{qp} \geq 50$) (a) et de la multiplicité de fragments (de $Z \geq 3$) (b) détectés à chaque événement en fonction de la multiplicité totale de particules du quasi-projectile.

6.3 Caractéristiques des fragments émis par le quasi- projectile.

L'étude des distributions de charge nous a montré que le mécanisme qui gouverne la désexcitation du projectile varie en fonction de l'énergie d'excitation du système (ou de la multiplicité de particules émises). Ainsi, pour les plus faibles valeurs de l'énergie d'excitation, le projectile se désexcite en émettant des particules légères. Quand l'énergie d'excitation augmente, le nombre de fragments émis croît jusqu'à atteindre la fragmentation complète du quasi-projectile.

L'analyse des caractéristiques des fragments émis par le projectile peut nous aider à mieux comprendre ces mécanismes.

6.3.1 Multiplicité des fragments émis.

Dans la figure 6.3.a nous représentons la valeur moyenne et l'écart type de la distribution de charge du plus gros résidu du quasi-projectile détecté à chaque événement (Z_{max}) en fonction de la multiplicité totale de particules (N_{qp}). Cette charge diminue avec la multiplicité de particules émises, et cette diminution est beaucoup plus forte pour les faibles multiplicités. A partir d'une valeur de la multi-

plicité $N_{qp} \approx 14$ nous observons un changement de pente : la diminution de la charge du plus gros résidu devient plus douce. Dans le cadre d'une théorie de transition liquide-gaz, la taille du plus gros résidu joue le rôle du paramètre d'ordre. Pour les systèmes infinis, il est positif dans la phase liquide et nul dans la phase gazeuse. Cet effet s'adoucit pour les systèmes de taille finie. Le changement de pente dans l'évolution de $\langle Z_{max} \rangle$ en fonction de la multiplicité peut être une première signature d'une transition de phase dans le système.

Dans la figure 6.3.b nous avons représenté la valeur moyenne et l'écart type de la distribution du nombre de fragments détectés à chaque événement (N_{fmi}) en fonction de la multiplicité totale de particules (N_{qp}). Dans cette figure nous observons une augmentation du nombre de fragments émis avec la multiplicité totale jusqu'à $N_{fmi} \approx 5$ pour une multiplicité $N_{qp} \approx 18$. A partir de cette multiplicité, le nombre de fragments émis diminue. Cette augmentation puis cette diminution du nombre de fragments émis peut s'expliquer si on considère que le noyau évacue une partie de l'énergie d'excitation en émettant des fragments. Les effets de taille finie du système conduisent à une diminution du nombre de fragments émis au delà d'une certaine valeur d'énergie d'excitation. En effet, les fragments émis chauds peuvent alors se dissocier entièrement en particules légères.

6.3.2 Corrélations en charge entre les fragments.

Dans ce paragraphe nous allons étudier la corrélation en charge entre les plus gros fragments détectés à chaque événement et son évolution en fonction de la multiplicité. Si nous considérons les trois plus gros fragments détectés à chaque événement ($Z_{max1} \geq Z_{max2} \geq Z_{max3}$) nous pouvons définir un paramètre d'asymétrie de charge entre les deux plus gros fragments :

$$a_2 = \frac{Z_{max1} - Z_{max2}}{Z_{max1} + Z_{max2}} \quad (6.3)$$

Dans la figure 6.4.a nous montrons l'évolution de cette asymétrie en fonction de la multiplicité totale de particules du quasi-projectile. Nous voyons que pour des valeurs faibles de la multiplicité, la valeur du paramètre d'asymétrie est $a_2 \approx 1$. Cette valeur correspond à des événements ayant Z_{max2} très petit. Une valeur de $a_2 \approx 1$ correspond à l'image classique d'un mécanisme d'évaporation de particules à partir d'un noyau excité.

Quand la multiplicité augmente, la valeur de a_2 diminue jusqu'à atteindre une valeur $a_2 = 0.2$ pour les grandes multiplicités. Cette évolution du paramètre a_2 est

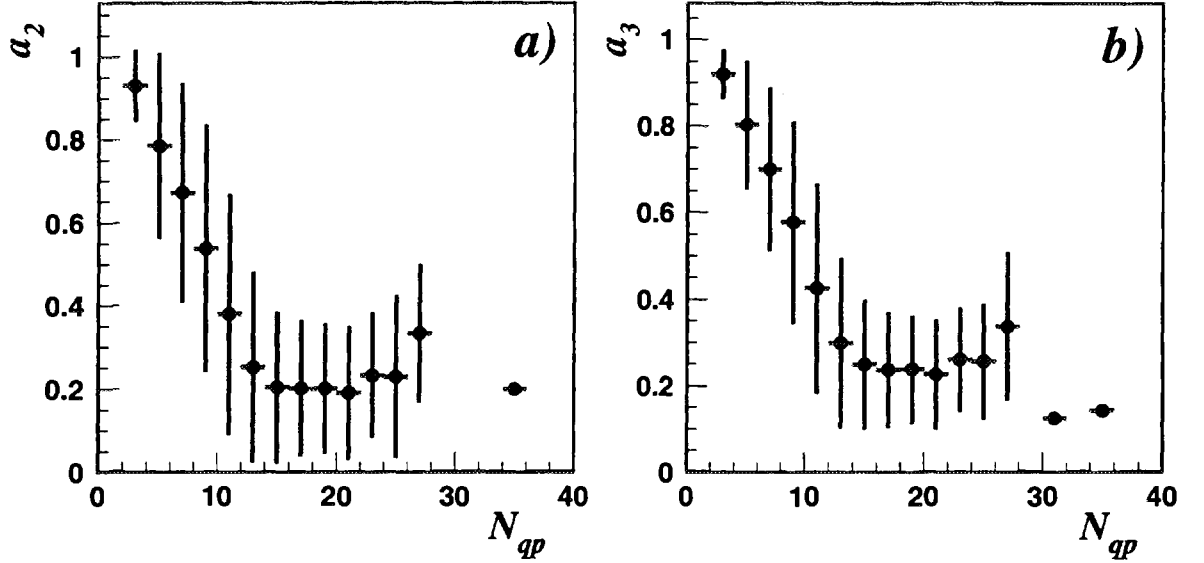


Figure 6.4: a) Évolution en fonction de la multiplicité de particules de la valeur moyenne et de l'écart type du paramètre d'asymétrie de charge entre les deux (a) et les trois (b) plus gros fragments de chaque événement de désexcitation du quasi-projectile de charge $Z_{qp} \geq 50$.

en accord avec l'image d'un mécanisme de désexcitation où le nombre de fragments émis augmente avec l'énergie disponible dans le système.

Par analogie au cas précédent, on peut aussi définir un paramètre d'asymétrie entre les trois plus gros fragments de chaque événement :

$$a_3 = \frac{\sqrt{(Z_{max1} - \langle Z \rangle)^2 + (Z_{max2} - \langle Z \rangle)^2 + (Z_{max3} - \langle Z \rangle)^2}}{\sqrt{6}\langle Z \rangle} \quad (6.4)$$

où:

$$\langle Z \rangle = \frac{Z_{max1} + Z_{max2} + Z_{max3}}{3} \quad (6.5)$$

L'évolution de ce paramètre (figure 6.4.b) est très similaire à celle du paramètre a_2 . Ainsi les événements ayant la plus faible multiplicité correspondent à un processus d'évaporation à partir du quasi-projectile pour lequel on détecte des fragments légers et un résidu lourd. De la même façon, la valeur de a_3 diminue quand la multiplicité augmente, c'est à dire, quand le nombre de fragments augmente. L'asymétrie entre eux diminue, les fragments deviennent de taille comparable et on s'approche d'un scénario de multifragmentation.

L'évolution de l'asymétrie de charge entre les trois plus gros fragments détectés à chaque événement peut être représentée aussi par des diagrammes de Dalitz. Dans cette représentation chaque point est caractérisé par trois coordonnées qui sont les distances à chacun des trois côtés d'un triangle. Si l'on considère les charges des trois plus gros fragments de chaque événement, on définit les coordonnées de chaque point du triangle par :

$$d_{zi} = \frac{Z_{maxi}}{Z_{max1} + Z_{max2} + Z_{max3}} \quad i = 1, 2, 3 \quad (6.6)$$

Dans cette représentation, les événements qui se situent aux sommets du triangle correspondent à un processus d'évaporation de fragments légers associés à un résidu lourd. Les événements pour lesquels deux fragments ont une charge similaire (fission symétrique) se situent dans un point intermédiaire sur un de côtés du triangle. Les événements pour lesquels les trois fragments ont une taille similaire se situent près du centre du triangle.

Dans la figure 6.5 nous représentons les diagrammes de Dalitz obtenus en fonction de la multiplicité de particules émises par le quasi-projectile. Dans cette représentation nous avons considéré tous les événements ayant au moins trois fragments (de $Z_{frag} \geq 3$). La taille de chaque carré est proportionnelle au nombre d'événements. Pour les plus faibles valeurs de la multiplicité ($N_{qp} \leq 3$) nous trouvons des événements qui correspondent à l'évaporation de particules légères à partir du quasi-projectile (vertex) et des événements qui correspondent à la fission symétrique du projectile (côtés). Quand la multiplicité augmente, les événements de fission disparaissent et des événements ayant plusieurs fragments apparaissent. Pour des valeurs de la multiplicité $N_{qp} \geq 9$, des événements sont présents près du centre du triangle. Pour des valeurs de la multiplicité intermédiaires ($12 \leq N_{qp} \leq 15$), on observe une grande fluctuation dans la distribution d'asymétrie entre les trois plus gros fragments. Pour des grandes valeurs de la multiplicité, on observe uniquement des événements de multifragmentation (centre du triangle).

A partir de cette analyse, nous pouvons conclure que les mécanismes qui gouvernent la désexcitation varient avec la multiplicité de particules émises (avec l'énergie d'excitation disponible dans le système). En outre, la plupart des variables globales que nous avons analysées présentent un comportement différent de part et d'autre d'une valeur de la multiplicité $N_{qp} \approx 14$.

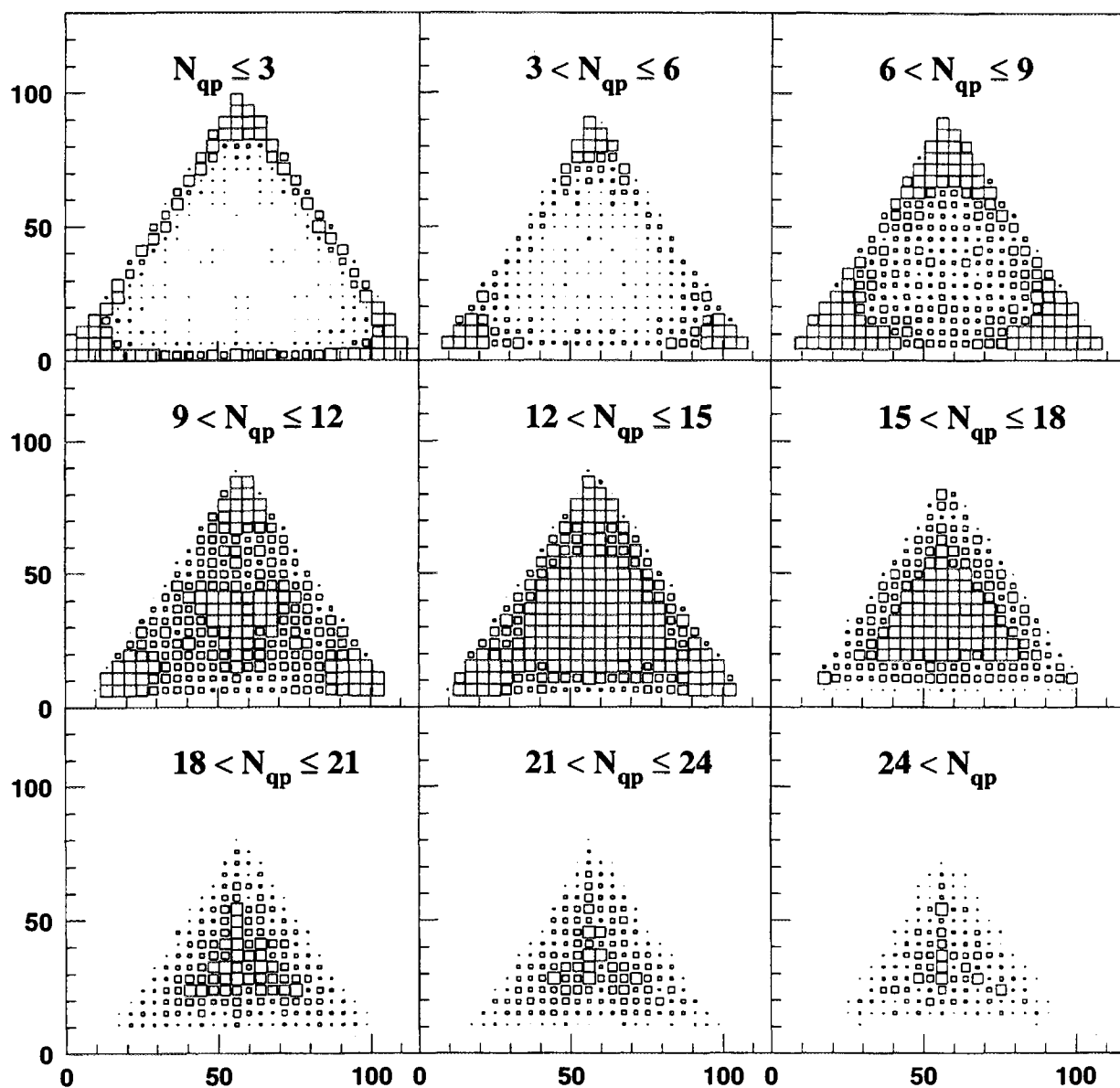


Figure 6.5: Diagrammes de Dalitz représentant l'asymétrie de charge entre les trois plus gros fragments de chaque événement en fonction de la multiplicité.

6.4 Analyse des moments de la distribution de charge.

Après avoir étudié les caractéristiques des fragments émis pendant la désexcitation du projectile, nous pouvons analyser les moments de la distribution de charge événement par événement tel que X. Campi l'a proposé (Cf. 1.4.2) [Cam88]. Ainsi nous pouvons définir le moment normalisé d'ordre k de la distribution de charge :

$$M_k = \frac{\sum_{i=1}^{N_{qp}} Z_i^k - Z_{max}^k}{Z_{qp}} \quad (6.7)$$

Où la somme porte sur toutes les particules et fragments émis à chaque événement sauf le plus gros des fragments détectés. Ce fragment est éliminé par analogie à la phase liquide dans une théorie de transition liquide-gaz, ou à l'agrégat infini dans une théorie de percolation. Si on analyse l'expression ci-dessus, on voit que les événements ayant un gros résidu et quelques particules d'évaporation ont une valeur $M_k \approx 0$. Par contre les événements pour lesquels on atteint une vaporisation complète (dans la voie de sortie on ne retrouve que des particules légères) correspondent à $M_k = 1$.

Tel que nous l'avons vu dans le premier chapitre (Cf. 1.10), les moments d'ordre $k \geq 2$ présentent une divergence si le système étudié présente un point critique (Cf. 1.4.1). Dans le cas des systèmes finis, cette divergence se traduit par un maximum dans le moment d'ordre $k \geq 2$, dont la position et l'amplitude dépendent de la taille du système.

Une autre variable proposée par X. Campi pour mettre en évidence l'existence d'un comportement critique dans la distribution de charge des fragments est une combinaison de moments:

$$\gamma_2 = \frac{M_2 M_0}{M_1} \quad (6.8)$$

Cette variable peut s'écrire en fonction de l'écart type normalisé de la distribution de charge comme:

$$\overline{\gamma_2} = \frac{\sigma^2}{\langle Z \rangle^2} + 1 \quad (6.9)$$

Où σ est l'écart type de la distribution de charge de chaque événement, et $\langle Z \rangle$ est la valeur moyenne des charges détectées dans un événement. Comme dans le cas précédant, cette variable diverge au voisinage d'un point critique pour un système infini.

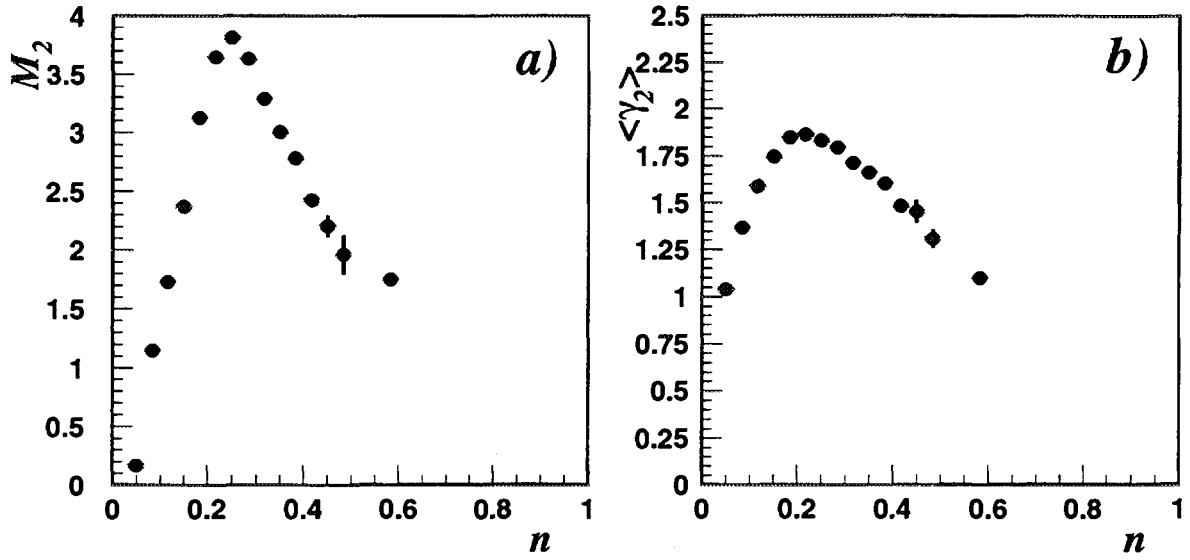


Figure 6.6: a) Moment d'ordre deux de la distribution de charge des fragments émis pendant la désexcitation du quasi-projectile, en fonction de la multiplicité réduite de particules. b) Évolution de l'écart type de la distribution de charge en fonction de la multiplicité réduite de l'événement. Pour un quasi-projectile reconstitué de taille $Z_{qp} \geq 50$

Dans la figure 6.6.a nous montrons le moment d'ordre deux de la distribution de charge des particules et des fragments émis pendant la désexcitation du projectile en fonction de la multiplicité réduite ($n = N_{qp}/Z_{qp}$) de chaque événement. Ce moment présente un maximum pour une valeur de la multiplicité réduite $n \approx 0.26 \rightarrow N_{qp} \approx 14$. Ce comportement a été aussi observé dans certaines expériences réalisées à l'aide d'émulsions [Wad85], [Jak90].

La figure 6.6.b représente la valeur moyenne de la variable γ_2 en fonction de la multiplicité réduite de chaque événement. Cette variable présente aussi un maximum pour une valeur de la multiplicité réduite $n \approx 0.26$. Ce maximum indique que pour les événements ayant une multiplicité $N_{qp} \approx 14$, l'écart type de la distribution de charge est maximum. Ce résultat confirme les résultats trouvés avec les diagrammes de Dalitz et les études en asymétrie de charge où nous avons observé que l'écart type de la distribution d'asymétrie de charge correspond à une valeur de la multiplicité $N_{qp} \approx 14$.

L'analyse des caractéristiques des fragments émis par le projectile, et celui des distributions en charge et leurs moments, indiquent la présence d'un changement dans le mécanisme de désexcitation pour une valeur de la multiplicité $N_{qp} \approx 14$.

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus avec un modèle de percolation nucléaire, puisque ce modèle prédit l'apparition d'un maximum dans les moments de la distribution de charge (Cf. 1.4.2) comparable à celui que nous avons observé dans les distributions expérimentales.

6.5 Simulation d'un processus de percolation nucléaire.

Comme nous l'avons expliqué dans le premier chapitre (Cf. 1.4.2), la fragmentation nucléaire peut être décrite comme un processus de formation d'agrégats à partir de critères aléatoires. Dans un modèle de percolation le noyau est décrit par un ensemble de nucléons qui occupent des positions déterminés dans l'espace ordinaire ou dans l'espace de phase. Ces nucléons sont liés entre eux par des connexions. Si l'on considère le noyau dans son état fondamental, toutes les liaisons sont actives. Dans les collisions nucléaires nous admettrons que le nombre de connexions actives diminue avec la violence de la collision.

Pour simuler un processus de percolation du type connexion-position, on distribue aléatoirement les nucléons qui constituent le noyau considéré dans un réseau cubique. Les dimensions de ce réseau dépendent du nombre de nucléons, et elles seront définies comme:

$$V = L_1 \cdot L_2 \cdot L_3 \geq A \quad (6.10)$$

Dans le cas d'un noyau de ${}^{129}_{54}\text{Xe}$ les dimensions considérées sont ($L_1 = 5$, $L_2 = 5$, $L_3 = 6$). Ces dimensions vont définir le paramètre de site $p = A/V$, qui dans le cas présent est égal à $p = 0.86$. Après avoir défini l'espace géométrique on place au hasard les nucléons pour constituer un noyau de ${}^{129}_{54}\text{Xe}$.

Pour simuler le processus de formation des agrégats nous fixons aléatoirement une valeur du paramètre de connexion $q \in [0, 1]$. Pour cela, pour chacune des liaisons du système, nous tirons un chiffre aléatoire $x \in [0, 1]$, de façon que si $x \geq q$ nous considérons que la liaison est brisée et si $x \leq q$ nous considérons que la liaison reste active. A la fin de ce processus, si nous prenons en compte toutes les liaisons brisées, nous pouvons reconstituer les fragments qui ont été formés. Si on répète ce processus pour différentes valeurs de q , nous pouvons faire une analyse des propriétés de la distribution de charge des fragments produits, en fonction du paramètre q . Ce paramètre q n'est pas une observable physique mais on peut l'assimiler à la

multiplicité d'agrégats de chaque événement.

Pour pouvoir comparer les données expérimentales et les prédictions du modèle il faut tenir compte du fait que, expérimentalement, on détecte uniquement les charges des fragments. En fait, quand on utilise soit les charges soit les masses, on obtient des normalisations différentes en multiplicité réduite [Sob84]:

$$\frac{N_{fmi} + N_{plc} + N_n}{A} \neq \frac{N_{fmi} + N_{plc}}{Z} \quad (6.11)$$

Le passage entre la masse et la charge peut être interprété aussi comme une percolation avec un paramètre d'occupation différent. Plus précisément, pour un noyau de $^{129}_{54}\text{Xe}$, on peut considérer un réseau de dimension totale $V = 125$ où on place 54 nucléons et dont le paramètre d'occupation sera $p = 0.43$.

Pour tenir compte de ces diverses possibilités, nous avons fait trois calculs différents de percolation.

1. Dans le premier cas nous avons considéré un réseau de percolation de dimension $V = 150$ où on dispose aléatoirement 75 neutrons et 54 protons. Dans ce cas on considère uniquement les fragments qui ont au moins un proton pour simuler les conditions expérimentales. Le paramètre d'occupation est $p = 0.86$, si l'on considère tous les nucléons. Par contre si l'on considère uniquement les protons, $p = 0.36$ (*percolation* $A=129$, $Z=54$).
2. Nous considérons un réseau de percolation de dimension $V = 150$ où on dispose 129 nucléons. Dans ce cas on obtient une distribution en masse des fragments A partir de la formule de masse que nous avons utilisé dans le précédent chapitre (*Cf. 5.4.2*), on peut estimer la charge de chacun d'eux [Cam92] (*percolation* $A=129$).
3. Finalement nous avons considéré une percolation uniquement en charge. Dans ce cas nous avons pris un réseau de percolation de dimension $V = 64$ où on dispose 54 protons ($p = 0.84$). Ce calcul est le même que celui du premier cas décrit, mais en changeant le paramètre d'occupation (*percolation* $Z=54$).

Dans la figure 6.7 nous montrons la corrélation qu'il existe entre le paramètre de percolation q et la multiplicité des événements pour les trois types de calculs que nous avons réalisés. Le fait de changer le paramètre d'occupation p se traduit par un changement dans la multiplicité réduite associée à une valeur du paramètre de connexion q .

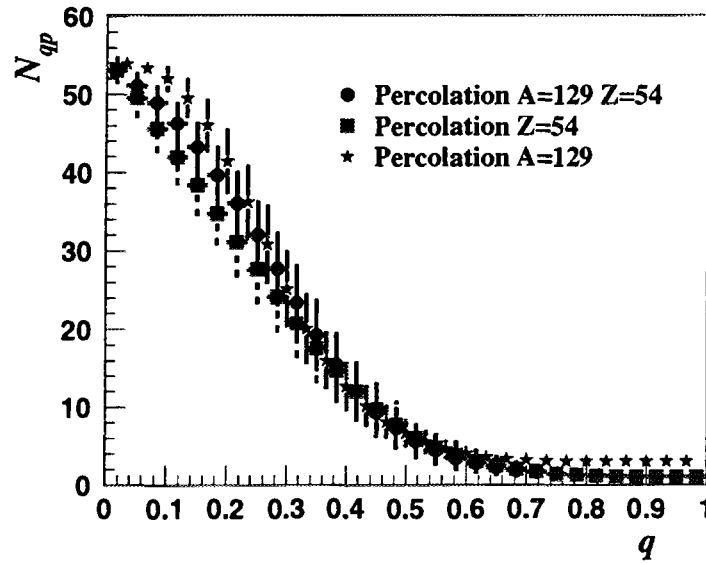


Figure 6.7: *Dépendance de la multiplicité des agrégats en fonction du paramètre de percolation q pour les trois types de calculs décrits dans le texte.*

6.6 Interprétation des résultats obtenus.

Pour pouvoir faire une interprétation des observables obtenues à partir de l'analyse des distributions de charge du projectile nous allons les comparer aux résultats de deux modèles de désexcitation. Le premier, est un modèle de percolation nucléaire similaire à celui décrit dans la section précédente. Le deuxième est un calcul de désexcitation statistique séquentielle réalisé avec le générateur d'événements GEN-EVE (voir annexe B). Pour ce calcul, nous avons considéré un noyau de $^{129}_{54}\text{Xe}$ qui se déplace à une vitesse de 9 cm/ns et qui a été diffusé à un angle de 3° (fig. 5.13). Nous avons aussi introduit la distribution d'énergie d'excitation obtenue expérimentalement (fig. 5.12). Les résultats ont finalement été filtrés par la réponse du détecteur INDRA.

Dans la figure 6.8 nous comparons les valeurs expérimentales du moment d'ordre deux (M_2) et de la valeur moyenne du paramètre γ_2 en fonction de la multiplicité réduite, avec les résultats de trois calculs de percolation différents et avec celui de la désexcitation statistique séquentielle.

Pour les résultats des calculs de percolation, nous observons toujours un maximum dont la position et l'amplitude dépendent du type de calcul considéré. Notamment, la différence est remarquable entre les calculs faits sur un réseau de volume

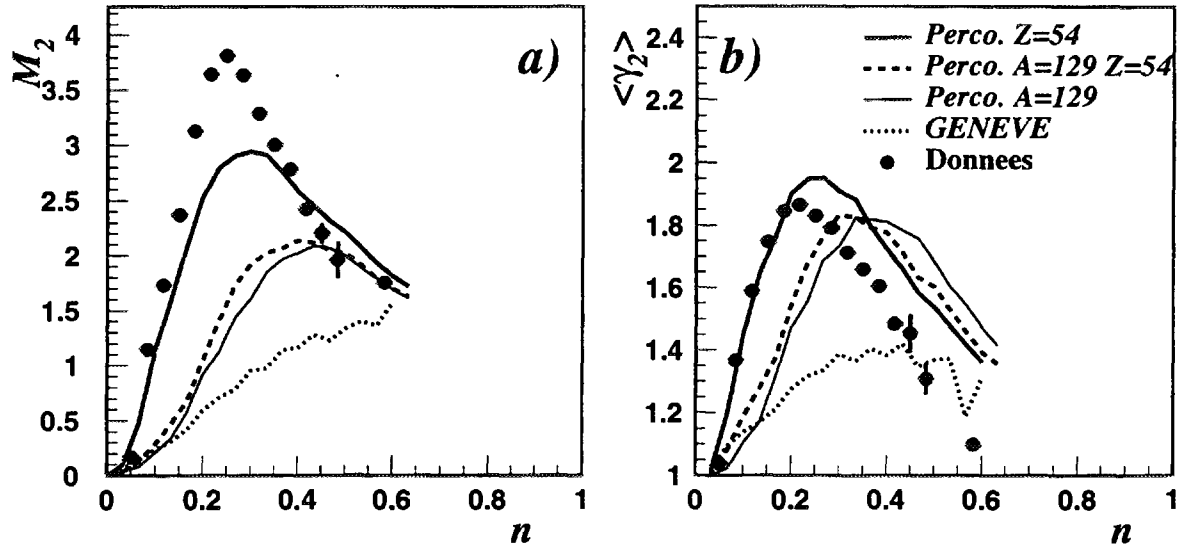


Figure 6.8: Comparaison entre les prédictions de différents calculs (a) pour le moment d'ordre deux de la distribution de charge des fragments, (b) pour l'écart type normalisé de ce moment, en fonction de la multiplicité réduite de particules et fragments.

$V = 150$ et celui fait sur un réseau de volume $V = 64$ où on ne considère que les 54 protons du système. Cette différence peut s'expliquer si l'on considère que les distributions de masse et de charge ne suivent pas la même loi d'échelle [Sob84].

Si on compare les résultats de ces calculs avec les données expérimentales on voit que le calcul en charge donne le meilleur accord. Remarquons aussi que le modèle de désexcitation par émission statistique séquentielle est loin de reproduire les résultats expérimentaux.

En conclusion, les données expérimentales ont un comportement similaire à celui d'un calcul de percolation, tout spécialement celui où l'on considère uniquement les charges. Mais si à priori on pourrait considérer ce résultat comme étant satisfaisant, le fait que les données puissent être reproduites par un calcul peu réaliste pour décrire les comportements nucléaires rend difficile l'interprétation de ces résultats. En d'autres termes, la question qui se pose maintenant est de savoir comment faire le passage d'une loi d'échelle en masse à une loi d'échelle en charge.

Dans la figure 6.9 nous analysons l'évolution d'autres observables en fonction de la multiplicité, que nous comparons avec les résultats obtenus avec les calculs antérieurs.

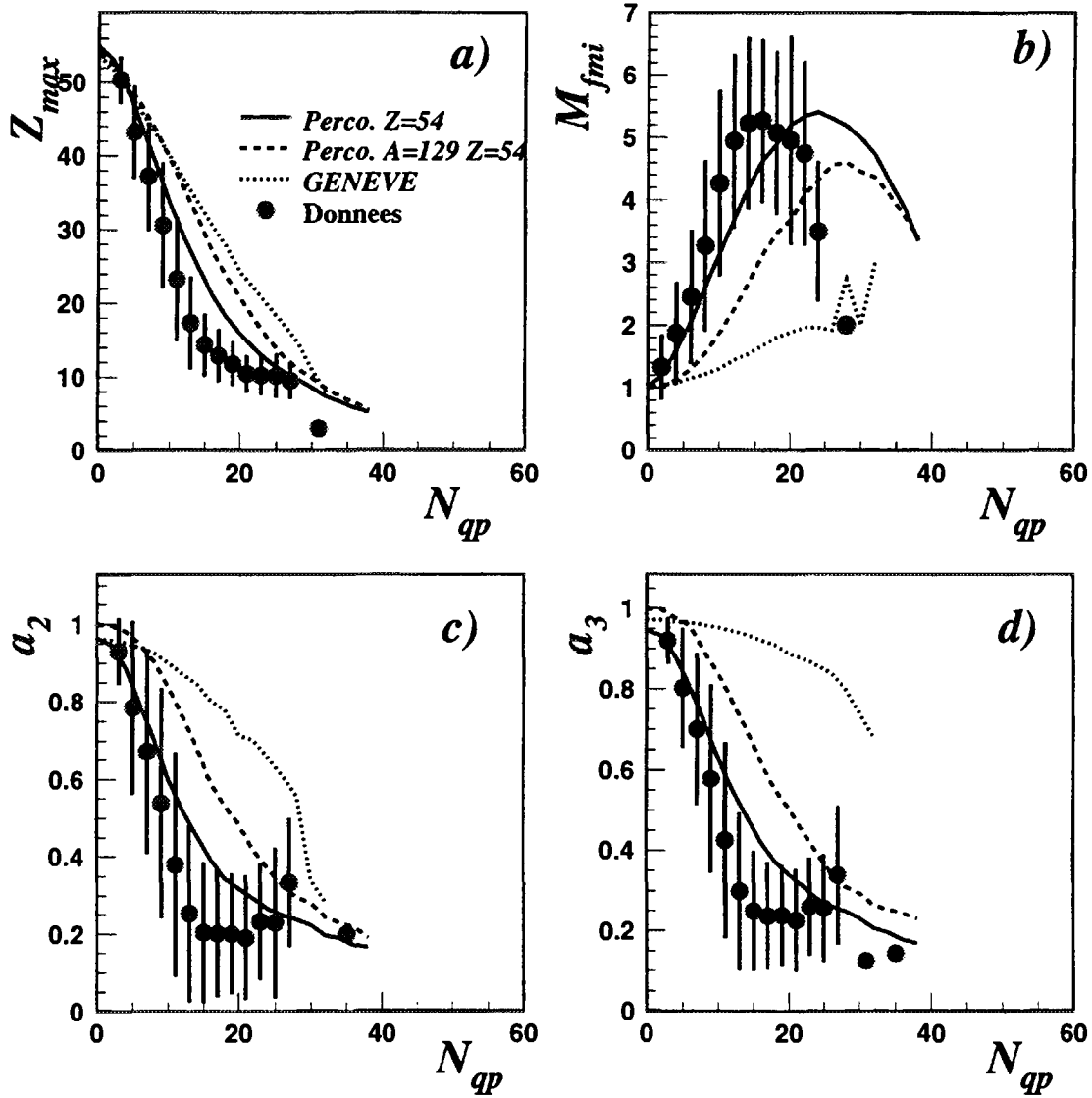


Figure 6.9: Comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour différentes observables extraites de la distribution de charge du quasi-projectile, avec deux modèles de désexcitation (modèle de percolation, lignes continue et tirets et modèle de désexcitation séquentielle statistique, ligne pointillée). a) Charge du plus gros des fragments détecté à chaque événement en fonction de la multiplicité. b) Multiplicité de fragments en fonction de la multiplicité. c), d) Asymétrie de charge entre les deux et les trois fragments les plus grands à chaque événement en fonction de la multiplicité.

En général nous observons un bon accord entre les résultats expérimentaux et les calculs réalisés à partir du modèle de percolation en charge. Néanmoins on observe un petit décalage entre la multiplicité expérimentale et la multiplicité obtenue avec ce calcul. Ce décalage peut être compris si l'on considère que ce calcul n'a pas été filtré par la simulation du détecteur **INDRA**, et donc ne tient pas compte des pertes d'efficacité de détection.

Si nous considérons les calculs réalisés avec le modèle d'évaporation, nous voyons qu'ils ne reproduisent pas la plupart des observables considérées. Les désaccords les plus importants apparaissent dans le nombre de fragments produits et dans l'asymétrie de charge entre ces fragments. La sous-estimation du nombre de fragments produits et la surestimation de l'asymétrie de charge nous a mené à conclure que le processus que nous observons expérimentalement s'éloigne de l'image d'un noyau excité qui émet statistiquement et séquentiellement des particules et des fragments. Ainsi, nous pouvons affirmer qu'à partir d'une certaine valeur de l'énergie d'excitation, le système se désexcite par un processus de multifragmentation dans lequel plusieurs fragments sont émis, et que l'asymétrie de charge entre eux diminue à mesure que l'énergie d'excitation augmente.

6.7 Analyse des fluctuations dans la distribution de charge.

Jusqu'à maintenant nous avons étudié l'évolution des valeurs moyennes de différentes observables obtenues à partir de la distribution de charges du quasi-projectile. Pour aller plus loin dans l'étude des propriétés du système qui fragmente nous pouvons analyser aussi l'évolution des variances de ces distributions. En outre, nous savons que les fluctuations d'un système qui traverse un point critique sont maximales, et ceci doit se refléter dans la variance des distributions de charge, tel qu'on l'a déjà vu avec la variable γ_2 (Cf. 6.4).

Dans la figure 6.10.a nous montrons l'écart type de la distribution de charge du plus gros fragment détecté à chaque événement en fonction de sa multiplicité totale. La figure 6.10.b représente l'écart type de la distribution de multiplicité des fragments détectés à chaque événement en fonction de sa multiplicité totale. Dans les deux cas nous avons comparés les données expérimentales (cercles noirs) avec le résultat d'un calcul de percolation - réseau en charge (ligne continue) - réseau en masse (ligne tirets) et un calcul de désexcitation séquentielle statistique (ligne pointillée).

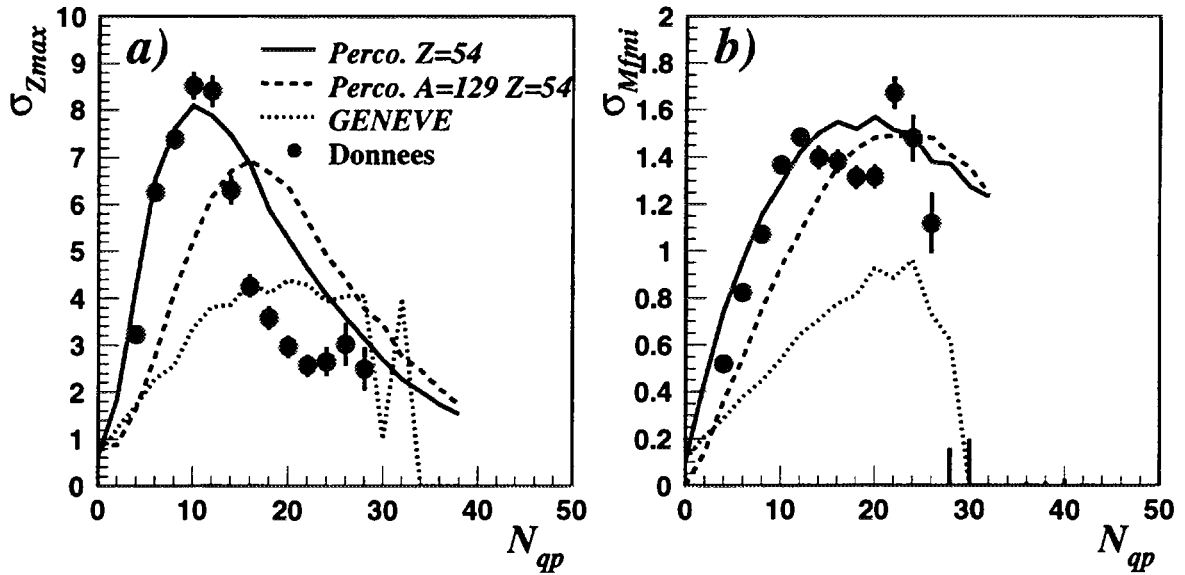


Figure 6.10: a) Variance de la distribution de charge du plus gros fragment détecté à chaque événement en fonction de la multiplicité. b) Variance de la distribution de multiplicité de fragments détectés à chaque événement en fonction de la multiplicité totale. Les cercles noirs correspondent aux données expérimentales, la ligne continue est le résultat d'un calcul utilisant un modèle de percolation en charge, la ligne en tirets est un calcul de percolation en masse et la ligne pointillée correspond à un calcul utilisant un modèle séquentiel statistique.

A partir de l'analyse de ces figures on peut extraire deux conclusions:

- On observe que l'amplitude des fluctuations des observables que nous représentons dans les figures 6.10.a et 6.10.b sont très grandes, et dans tous les cas ces fluctuations sont supérieures aux fluctuations purement statistiques. Les résultats obtenus avec un modèle de désexcitation statistique séquentielle sont loin de reproduire les données expérimentales.
- Dans les deux figures on observe un maximum des fluctuations pour une valeur de la multiplicité totale $N_{qp} \approx 12$, qui correspond à la valeur de la multiplicité pour laquelle nous avons aussi obtenu un maximum dans le moment d'ordre deux (M_2) de la distribution de charge. Nous pouvons voir que le modèle de percolation reproduit de façon satisfaisante les fluctuations observées. On peut conclure que cette valeur maximum dans la fluctuation renforce notre interprétation que le système passe par une transition dans le mécanisme de désexcitation. Cette transition serait similaire à celle prédite par un modèle de percolation.

6.8 Recherche des effets de taille finie dans la multifragmentation nucléaire.

Une autre méthode pour vérifier l'existence d'un comportement critique est d'analyser les effets de taille finie sur les observables que nous avons choisis pour caractériser le système. Pour effectuer cette analyse nous avons considéré des événements pour lesquels le quasi-projectile reconstitué à des tailles différentes.

Dans la figure 6.11 nous montrons l'évolution de plusieurs observables en fonction de la taille du système. Les figures 6.11.a et 6.11.b représentent le moment d'ordre deux de la distribution de charges (M_2) et son écart type normalisé (γ_2) en fonction de la multiplicité réduite (n) pour des quasi-projectiles de taille différente. Nous constatons une claire évolution de ces observables en fonction de la taille du système. Plus le système est petit, plus l'amplitude diminue. Par contre la position en multiplicité réduite du maximum varie peu avec sa taille.

La figure 6.11.c montre l'évolution de la taille moyenne du plus gros résidu en fonction de la multiplicité des particules du quasi-projectile pour des systèmes de taille différente. Nous pouvons voir que, indépendamment de la taille considérée, cette évolution présente toujours deux composantes (deux pentes) et que la différence entre elles diminue avec la taille du système.

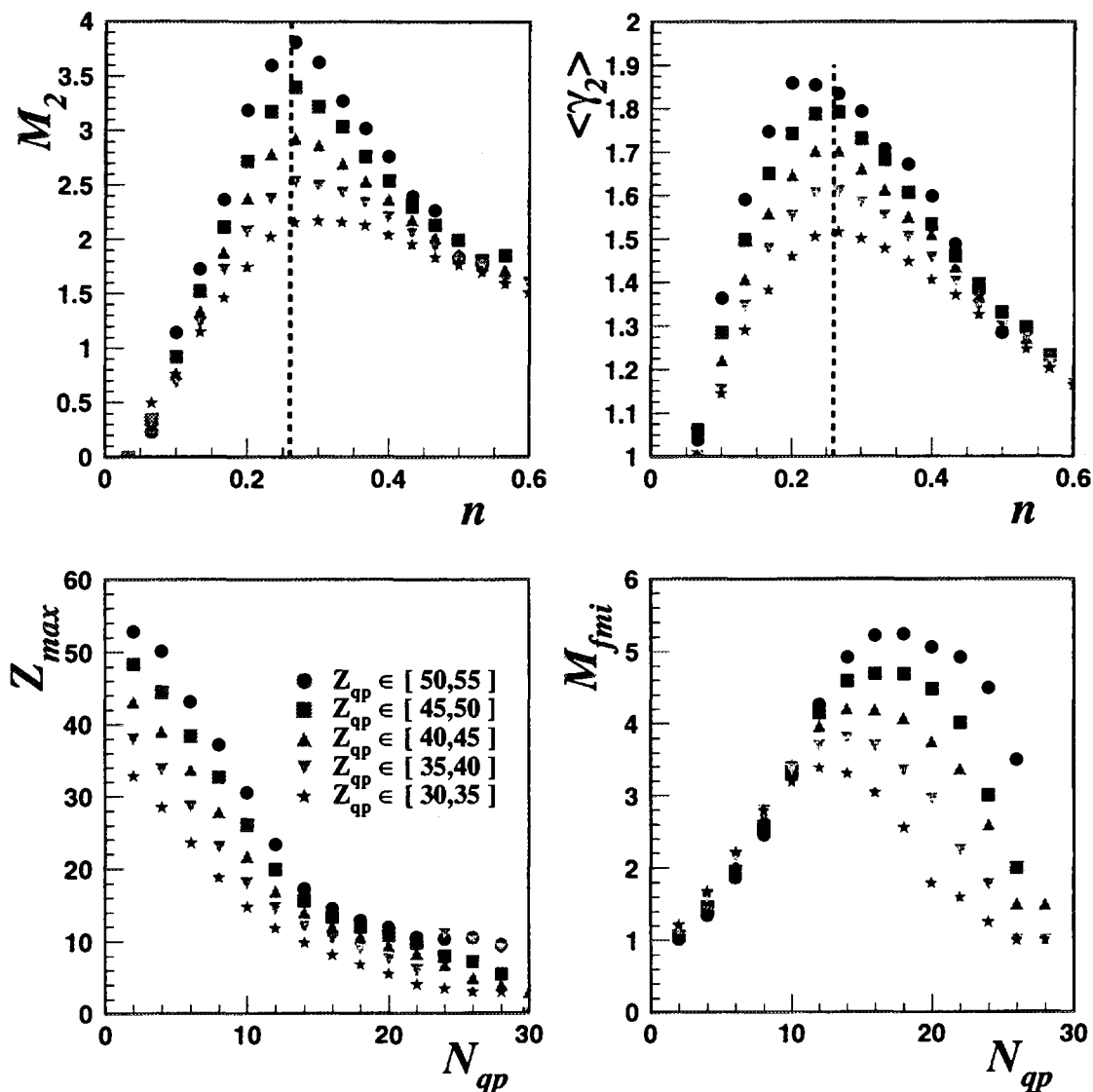


Figure 6.11: Comparaison pour des systèmes de taille différente de l'évolution du moment d'ordre deux (M_2) (a), de son écart type normalisé (γ_2) (b) en fonction de la multiplicité réduite (n). Evolution de la taille moyenne du plus gros résidu du quasi-projectile (c) et de la multiplicité moyenne de fragments (d) en fonction de la multiplicité totale (N_{qp}).

La figure 6.11.d montre l'évolution de la multiplicité moyenne de fragments en fonction de la multiplicité totale. On observe que, indépendamment de la taille, tous les systèmes atteignent une production maximale de fragments pour une valeur donnée de la multiplicité. Au delà, le nombre de fragments produits diminue. On observe aussi une claire évolution en fonction de la taille totale du système. Plus le système est petit, moins de fragments sont produits et on s'approche alors d'un régime de vaporisation où tous les fragments se dissocient en particules légères. Cet effet peut être expliqué si l'on considère que l'énergie d'excitation par nucléon du système pour une même valeur de la multiplicité ne varie pas trop avec la taille. Nous avons vérifié qu'aux alentours du point de transition ($n_c \approx 0.26$) nous obtenons une valeur de l'énergie d'excitation de $E^* \approx 8.5 \text{ MeV/A}$ pour tous les systèmes considérés.

Pour s'affranchir des effets de taille finie, dans la figure 6.12.a nous avons représenté la charge du plus gros résidu du quasi-projectile en fonction de la multiplicité réduite ($n = N_{qp}/Z_{qp}$). Dans cette figure on observe que pour des valeurs de $n \leq n_c$ la désexcitation du quasi-projectile est fortement dépendante de la taille du système. Par contre, au delà du point de transition, le régime de désexcitation est le même, indépendamment de la taille du système considéré. Les seules différences sont dues aux effets de taille finie (*fig. 6.11.c*).

Dans la figure 6.12.b nous montrons la charge du plus gros résidu du quasi-projectile normalisée à la charge totale du système, en fonction de la multiplicité réduite. Dans cette figure on voit clairement que, pour les grands systèmes, il y a un changement de pente entre les faibles et les grandes multiplicités. Cet effet s'adoucit quand la taille du système diminue.

La partie correspondante aux faibles multiplicités (figure 6.12), qui dépend de la taille du système, peut s'interpréter en terme d'une émission statistique à partir d'un noyau excité. En effet, plus l'énergie d'excitation est élevée, plus le nombre de particules légères émises augmente et plus le noyau résiduel est léger. Par contre, à partir de la multiplicité "critique", le système multifragmente et la répartition en taille des fragments est alors indépendante de la taille initiale du système.

Dans la figure 6.13 nous avons représenté la valeur moyenne de la multiplicité de fragments normalisée à la charge totale en fonction de la multiplicité réduite du quasi-projectile. On peut observer que, lorsque l'on s'affranchit des effets de taille, on obtient une certaine "universalité" dans le comportement du système. On observe aussi comment, au voisinage du point de transition, tous les systèmes ont la même multiplicité relative de fragments. En plus nous avons vu qu'au point de

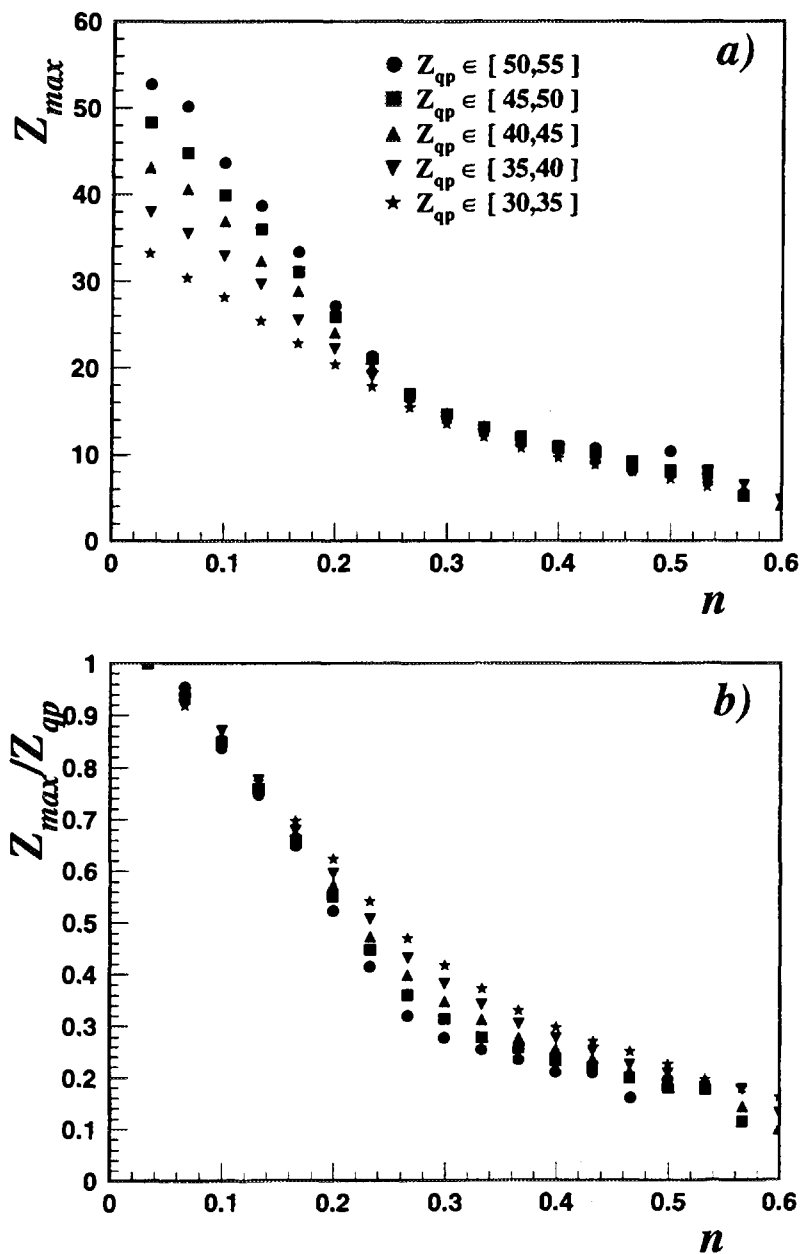


Figure 6.12: a) Charge du plus gros résidu du quasi-projectile en fonction de la multiplicité réduite. b) Charge du plus gros résidu du quasi-projectile normalisée à la charge totale de la source, en fonction de la multiplicité réduite.

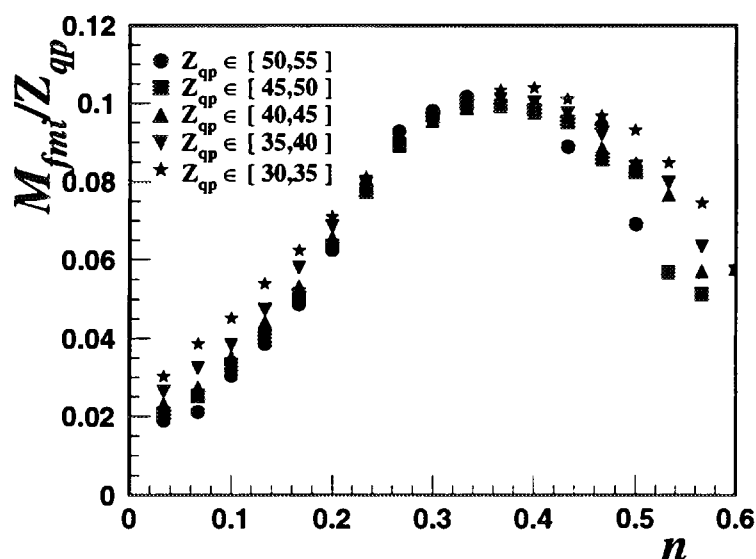


Figure 6.13: *Evolution du nombre moyen de fragments émis, normalisé à la valeur de la charge initiale du quasi-projectile, en fonction de la multiplicité réduite de chaque événement.*

transition la valeur de Z_{max} est la même, indépendamment de la taille du système et que les asymétries de charge entre les plus gros fragments sont minimales. Nous en concluons qu'au point de transition, tous les systèmes multifragmentent en émettant des fragments de taille similaire voisine de $Z_{frag} \approx 10$.

Si l'on tient compte de ce résultat et du fait que l'énergie d'excitation est la même pour tous les systèmes au point de transition, nous pouvons interpréter le deuxième régime de désexcitation que l'on observe comme correspondant à la désexcitation des fragments produits au point de transition.

La question qui demeure alors est de déterminer quel est le mécanisme qui conduit à une fragmentation du système en fragments de taille similaire.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives.

L'objectif de ce travail était l'étude expérimentale des distributions en charge des fragments émis lors d'une collision entre ions lourds aux énergies intermédiaires ($10 - 100 \text{ MeV/A}$). Entre autres, l'étude de ces distributions pouvait nous donner la signature d'un comportement critique de la matière nucléaire chaude, similaire à celui prédit par les modèles de transition liquide-gaz [Fis67] ou de percolation [Cam88].

La signature d'un comportement critique dans les distributions de charge exige des mesures exclusives. Ce type de mesures implique la détection et l'identification de tous les fragments produits dans la réaction. Jusqu'à maintenant, l'absence de dispositifs expérimentaux complets capables de faire ces mesures ne permettait pas de conclure sur ce type d'études.

L'utilisation du détecteur **INDRA** nous a donné la possibilité d'éclairer ce sujet de manière moins ambigu. La grande couverture angulaire ($\approx 4\pi$ stéradians), la granularité importante (360 cellules de détection) et les faibles seuils de détection d'**INDRA** ont permis une identification précise des événements. L'utilisation d'un tel dispositif de détection (≈ 1000 détecteurs) aussi performant a nécessité le développement de techniques puissantes de dépouillement des données acquises pour minimiser le temps d'analyse, et exploiter au mieux les qualités du détecteur.

Entre autres, des techniques d'identification automatique des particules ont été développées. Le couplage des signaux des détecteurs de Silicium et de Iodure de Césium a permis d'avoir une excellente identification isotopique des particules jusqu'à $Z = 5$ pour toutes les énergies. En même temps cette méthode d'identification a mis en évidence l'existence de particules légères, produites par l'interaction des neutrons issus de la réaction, avec les cristaux de CsI. L'anticoïncidence entre le détecteur de CsI et celui de Silicium nous a permis d'éliminer ces particules.

Nous avons analysé les distributions de charge et d'impulsion des particules produites dans la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 50 MeV/A, et nous avons pu constater que le détecteur **INDRA** est très bien adapté pour étudier les collisions les plus dissipatives et pour détecter et identifier tous les produits de désexcitation du quasi-projectile résultant des collisions périphériques. Le grand domaine en énergie d'excitation couvert par le quasi-projectile et la possibilité de reconstruire sa taille initiale avec une grande précision ont déterminé le choix de son étude pour chercher le signal d'un comportement critique.

En utilisant des critères cinématiques nous avons pu identifier tous les produits de la désexcitation du quasi-projectile, ce qui a permis de reconstruire sa taille et son énergie d'excitation initiale, événement par événement. Cette reconstitution a mis en évidence l'existence d'importantes fluctuations dans la charge du projectile reconstitué pour un même paramètre d'impact. La comparaison avec des résultats de calculs théoriques basés sur des modèles dynamiques (BUU) nous a permis de comprendre les distributions de charge totale du quasi-projectile en supposant l'existence de fluctuations importantes (autres que statistiques) dans le mécanisme de réaction. Ces fluctuations peuvent donner lieu à la formation d'un troisième corps dans la région d'interaction entre le projectile et la cible, troisième corps observé expérimentalement.

Finalement nous avons pu sélectionner une classe d'événements pour lesquels le quasi-projectile résultant a conservé la presque totalité de la charge incidente. L'analyse des distributions en charge de ces événements (asymétrie de charge entre les fragments, moments de la distribution de charge, fluctuations, etc..) a montré l'existence d'un point de transition pour lequel on observe un changement dans la distribution de charge qui pourrait être relié à un changement dans le mécanisme de désexcitation. La comparaison avec des calculs réalisés avec un modèle de percolation a montré un accord surprenant pour la plupart des observables analysées. Egalement, le point de transition coïncide avec celui prédit par le modèle de percolation.

L'étude systématique des moments de la distribution en charge en fonction de la taille du système considéré révèle que le point de transition est le même, indépendamment de la taille du système ($n_c \approx 0.26$, $E^*/A \approx 8.5 \text{ MeV/A}$). Par contre, on observe que l'amplitude des fluctuations dépend de la taille du système. Cette étude systématique a montré que les résultats expérimentaux pour les faibles multiplicités, avant le point critique, peuvent être interprétés en terme d'une désexcitation statistique et séquentielle, dans laquelle les produits résiduels dépendent de la taille

du système considéré. Par contre, au delà du point de transition, tous les systèmes se désexcitent de la même façon indépendamment de leur taille.

L'étude de la distribution de multiplicité des fragments en fonction de la multiplicité totale pour des quasi-projectiles de taille différente montre que, aux alentours du point de transition, tous les systèmes multifragmentent en émettant des fragments de taille similaire $Z_{frag} \approx 10$.

Tous ces résultats sont très prometteurs et ils ouvrent de nouvelles perspectives d'analyses pour consolider les conclusions obtenues. Ces résultats constituent également une des premières analyses complètes réalisée avec les données acquises par INDRA, un an et demi après la prise des données.

Nous envisageons essentiellement deux lignes principales de recherches dans la poursuite de ce travail:

1. Influence de la dynamique de la réaction.

Cette dynamique joue surtout dans la voie d'entrée de la collision qui forme les noyaux que nous avons étudiés. Dans la réaction symétrique Xe+Sn à 50 MeV/A nous avons pu étudier les effets d'asymétrie de charge entre les noyaux résultants des réactions inélastiques et fortement inélastiques.

La suite de ces travaux passe nécessairement par une étude systématique des effets dynamiques en fonction de l'énergie et de la taille du système considéré. En particulier il serait très intéressant de faire une étude de la réaction Xe+Sn à différentes énergies (25, 32, 39, 45 et 50 MeV/A). D'une autre part, l'étude de la réaction Ni+Au (2^e campagne INDRA) permettra d'étudier l'influence de la taille et de l'asymétrie de la voie d'entrée sur la dynamique de la réaction.

2. Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation des ions lourds.

Dans ce travail nous avons mis en évidence l'existence d'une transition dans le mécanisme de désexcitation des quasi-projectiles formés lors des collisions inélastiques et fortement inélastiques, qui est assez bien reproduite par un modèle de percolation. Comme nous l'avons vu, un des paramètres les plus importants dans ce type d'analyse est la taille du système considéré. La poursuite de ce travail doit se faire sur des systèmes de taille différente et cela à plusieurs énergies incidentes.

Si l'on considère le programme expérimental d'INDRA, l'étude de la réaction Xe+Sn à différentes énergies nous permettra de vérifier nos conclusions sur l'indépendance du mécanisme de désexcitation vis à vis de la dynamique de la collision. L'analyse des systèmes Ni+Au et Ta+Ta (2^e campagne INDRA)

nous aidera à approfondir l'étude sur les effets de taille finie du système. Ce dernier système ($\text{Ta}+\text{Ta}$ à 40 MeV/A) est particulièrement intéressant puisqu'il pourrait être aussi un point de liaison entre les résultats obtenues à GANIL et une campagne d'expériences d'INDRA à SIS, où le système $\text{Au}+\text{Au}$ serait étudié entre 50 et 100 MeV/A.

Finalement, la recherche de ce comportement critique devrait être effectuée aussi dans les réactions conduisant à la formation d'un noyau de fusion incomplète, ou les effets de dynamique devraient être très différents. Cette étude pourrait être menée sur la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 25 et 32 MeV/A et sur la réaction $\text{Ni}+\text{Au}$ à 32 MeV/A, ces énergies de bombardement étant suffisamment basses pour qu'une fusion incomplète ait lieu.

Annexes

Annexe A

Caracteristiques du système Xe+Sn.

Caractéristiques du projectile		
$A_{pro} = 129$	$Z_{pro} = 54$	$v_{pro} = 9.45 \text{ cm/ms}$
Energie du projectile :		50 MeV/A
Angle d'effleurement élastique :		2.903°
Vitesse à l'angle d'effleurement :		9.44 cm/ns

Caractéristiques de la cible		
$A_{cib} = 119$	$Z_{cib} = 50$	$v_{cib} = 0 \text{ cm/ms}$
Angle d'effleurement élastique :		86.813°
Vitesse à l'angle d'effleurement :		0.504 cm/ns

Caractéristiques de la réaction	
Paramètre d'impact maximum :	12.16 fm
Moment angulaire maximum :	$1120 \hbar$
Section efficace de réaction :	4648 mb
Vitesse du centre de masse :	5.04 cm/ns
Energie totale disponible (CM) :	3075 MeV

Annexe B

Simulation d'un processus de désexcitation statistique séquentielle : GENEVE.

B.1 Introduction.

L'interprétation des résultats obtenus dans une expérience avec un détecteur 4π passe nécessairement par la comparaison des données expérimentales avec des résultats de simulations. D'autre part, il est très important de comprendre comment le dispositif expérimental utilisé modifie la mesure des observables qu'on a considérées. Ces objectifs justifient la réalisation de générateurs d'événements comme celui que nous avons utilisé tout au long de l'analyse des données : GENEVE [Wie93]. Un autre intérêt de ce type de générateurs est qu'ils sont capables de simuler un grand nombre d'événements dans un temps de calcul relativement court.

Le générateur d'événement GENEVE suppose que la collision peut être décomposée en deux phases indépendantes : une phase initiale de collision des deux noyaux, suivie d'une désexcitation des noyaux formés dans la collision. La désexcitation est décrite en utilisant un modèle de désexcitation statistique séquentiel. Finalement, les résultats obtenus sont filtrés par la fonction de réponse du détecteur INDRA (géométrie, seuils de détection, etc.).

B.2 Modèle du mécanisme de réaction.

Le mécanisme de réaction est décrit à partir de trois paramètres : l'émission de particules de prééquilibre, la probabilité de fusion et l'énergie dissipée dans la collision.

B.2.1 Émission de particules de prééquilibre.

Le nombre de particules de prééquilibre est calculé en utilisant un modèle géométrique. Dans l'espace des impulsions on peut définir les sphères de Fermi du projectile et de la cible. Dans ce modèle, on considère que toutes les particules qui se situent en dehors de la région de recouvrement entre les deux sphères ont une impulsion suffisante pour échapper au champ nucléaire. Ces particules seront donc émises sous forme de particules de prééquilibre.

B.2.2 Probabilité de fusion.

La probabilité de fusion dépend du moment angulaire relatif entre le projectile et la cible et d'un paramètre qui nous donne le moment angulaire maximum de fusion, ℓ_{cri} .

$$\hbar\ell = b\sqrt{2\mu E_{cm}} \quad \mu = \frac{A_p A_b}{A_p + A_b} \quad (B.1)$$

Si $\ell \geq \ell_{cri}$ le système conserve sa configuration de départ après la phase de prééquilibre.

B.2.3 Bilan en énergie et moment angulaire.

L'énergie dissipée dans la réaction s'obtient à partir de l'expression:

$$E_{dis} = E_{cm} - E_{rot}^{rel} - E_{coul} \quad (B.2)$$

Où E_{cm} est l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction après la phase de prééquilibre, E_{coul} l'énergie coulombienne et E_{rot}^{rel} l'énergie collective de rotation que l'on obtient à partir de l'expression:

$$E_{rot}^{rel} = \frac{\hbar^2 I_{rel} J_o^2}{2(I_{rel} + I_p + I_c)^2} \quad (B.3)$$

Dans cette expression I_{rel} est le moment d'inertie relative du système projectile-cible et I_p , I_c sont le moment d'inertie du projectile et celui de la cible. J_o est le moment angulaire initial de la réaction.

À partir de l'énergie dissipée (eq B.2) on définit l'énergie thermique comme:

$$E_{th} = f(b)^2 E_{dis} \quad (B.4)$$

$$f(b) = \frac{b_{max} - b}{b_{max} - b_{dis}} \quad (B.5)$$

Dans cette expression $f(b)$ est une fonction qui dépend du paramètre d'impact b et du paramètre b_{dis} , qui généralement prend la valeur $b_{dis} \approx 4fm$.

Les énergies thermiques correspondant au projectile et à la cible sont alors données par:

$$E_{th}^i = \frac{1}{2} E_{ter} (1 - f(b)) + E_{th} f(b) \frac{A_i}{A_p + A_c} \quad i = p, c \quad (B.6)$$

De la même façon, la répartition du moment angulaire et de l'énergie de rotation entre le projectile et la cible est obtenue par:

$$\ell_i = f(b) \frac{J_o I_i}{I_p + I_c + \mu R^2} \quad i = p, c \quad (B.7)$$

$$E_{rot}^i = f(b) \frac{E_{rot}^{rel} I_i}{I_p + I_c + \mu R^2} \quad i = p, c \quad (B.8)$$

L'énergie d'excitation de chaque noyau est obtenue à partir de l'énergie thermique et l'énergie de rotation.

$$E_i^* = E_{th}^i + E_{rot}^i \quad i = p, c \quad (B.9)$$

Par conservation de l'énergie totale, nous obtenons l'énergie cinétique du système projectile-cible:

$$E_{cin} = (1 - f(b))^2 E_{dis} + E_{rel} + E_{coul} \quad E_{rel} = E_{rot}^{rel} - E_{rot}^p - E_{rot}^c \quad (B.10)$$

et on en déduit l'énergie cinétique de chacun des noyaux:

$$E_{cin}^i = E_{cin} \frac{A_i}{A_p + A_c} \quad i = p, c \quad (B.11)$$

B.3 Modèle de désexcitation.

Le modèle de désexcitation utilisé est similaire à celui du code GEMINI [Cha88]. La désexcitation des noyaux chauds en rotation est faite à partir d'un modèle statistique séquentiel. Dans ce modèle l'émission de particules est décrite suivant une cascade d'émission binaire. À chaque étape on considère toutes les partitions binaires possibles du système entre l'émission de particules légères et la fission symétrique. Les probabilités de transition pour les particules légères ($Z \leq 2$) ont été calculées avec le formalisme de *Hauser-Feshbach* [Hau52]. Pour les autres canaux de désexcitation, les probabilités de transition sont obtenues avec le formalisme des états transitoires

de Moretto [Mor75]. Les barrières d'émission effectives des particules légères ont été ajustées pour reproduire les données expérimentales à basse énergie [Par91].

B.4 Simulation d'INDRA.

La dernière étape du générateur d'événements est une description complète du détecteur **INDRA**. Dans cette description, on a tenu compte de la géométrie et des seuils de détection de chacun des modules, ainsi que de la perte d'énergie des particules dans la cible et dans les détecteurs.

Annexe C

Détermination du paramètre d'impact.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4 (*Cf.* 4.3), la multiplicité de particules (N_c) est directement proportionnelle à la violence de la collision. Puisque pour une valeur donnée de l'énergie incidente du projectile, la violence d'une collision dépend principalement du paramètre d'impact, il est donc possible d'associer la multiplicité de particules chargées à chaque événement avec le paramètre d'impact [Gut89] à partir de l'expression suivante:

$$b_{rel} = \frac{b}{b_{max}} = [\int_{N_c(b)}^{\infty} dN_c P(N_c)]^{1/2} \quad (C.1)$$

Où N_c est la multiplicité totale de particules chargées et $P(N_c)$ est la fonction de distributions de la multiplicité (*fig. c.1.a*).

Dans les figures c.1.a et c.1.b, nous présentons la valeur du paramètre d'impact obtenue en fonction de la multiplicité de particules chargées. Cette approximation est correcte pour de faibles valeurs de la multiplicité (collisions périphériques). Par contre, pour de grandes valeurs de la multiplicité, l'erreur commise peut être importante. Les paramètres d'impact déduits de cette relation seront donc uniquement utilisés à titre indicatif.

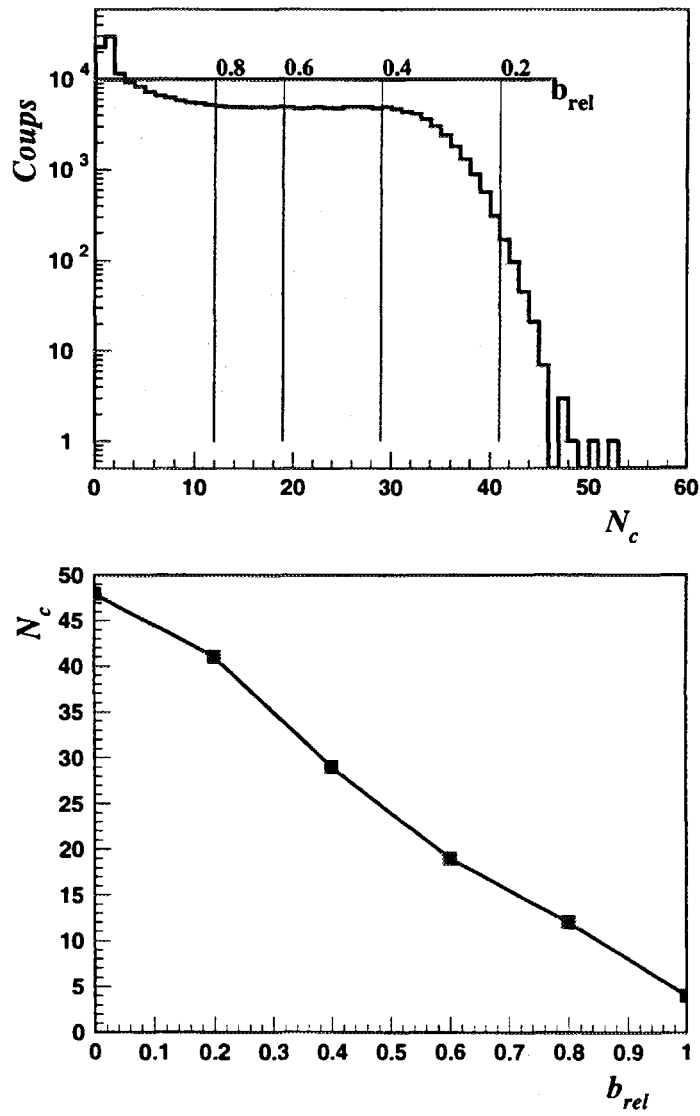


Figure C.1: Relation entre le paramètre d'impact et la multiplicité totale de particules obtenue à partir d'un modèle géométrique.

Bibliographie

Bibliographie

- [Abo93] M. Aboufirassi et al.
Nuclear disassembly time scales using space-time correlations.
XXXII Int. Winter Meeting, Bormio (1994)
- [Aic86] J. Aichelin
Heavy systems at intermediate energies in the Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck approach.
Phys. Rev. **C33** (1986) 537
- [Ayi88] S. Ayik et C. Gregoire
Fluctuations of single-particle density in nuclear collisions.
Phys. Lett. **B212** (1988) 269
- [Bay87] G. Baym
Prog. Theo. Phys. Supp. **91** (1987) 251
- [Benk93] A. Benkirane
Traitement 1D et 2D pour l'aide au contrôle en ligne et au dépouillement des données du multidecteur 4π INDRA.
Thèse, Université de Caen 1994
- [Ben92] J. Benlliure et A. Chbihi
Nouvelle matrice d'identification dans un télescope Iodure de Césium-Silicium.
Rapport GANIL R9212
- [Ber93] A. Bertaut
Multidecteur 4π INDRA. Etude et réalisation d'un codeur de charge.
Thèse, Université de Caen, 1993
- [Bert83] G.F. Bertch et Ph. Siemens
Nuclear fragmentation.
Phys. Lett. **126B** (1983) 9

- [Bert84] G.F. Bertch
Boltzmann equation for heavy ions collisions.
Phys. Rev. **C29** (1984) 675
- [Bert88] G.F. Bertch
Phys. Rep. **160c** (1988) 189
- [Bet30] H. A. Bethe
Ann. Phys. **5** (1930) 325
- [Bir64] J. B. Birks
The theory and practice of scintillation counting.
Pergamon 1964
- [Biz86] G. Bizard et al.
A plastic multidetector for light nuclei identification at GANIL.
Nucl. Instr. and Meth. **A244** (1986) 483
- [Bru87] R. Brun, F. Bruyant, M. Marie, A. C. McPherson et P. Zamarini
GEANT3 user guide.
Technical report, CERN/DD/EE/84-1, 1987
- [Cam86] X. Campi
Multifragmentation nuclei break up like percolation clusters.
J. of Phys. **A19** (1986) 1917
- [Cam88] X. Campi
Signals of a phase transition in nuclear multifragmentation.
Phys. Lett. **B208** (1988) 351
- [Cam92] X. Campi et H. Krivine
Observables in nuclear fragmentation: finite size scaling.
Zeit. Phys. **A344** (1992) 81
- [Cha88] R. J. Charity et al.
Nucl. Phys. **A483** (1988) 371
- [Chb91] A. Chbihi et E. Plagnol
Calibration des multidétecteurs 4π à l'aide des réactions de diffusion élastique et inélastique.
Rapport GANIL P 91 11

- [Col93] M. Colonna, G. F. Burgio, Ph. Chomaz, M. Di Toro et J. Randrup
Simulating the Langevin force by simple noise in nuclear one-body dynamics.
Phys. Rev. **C47** (1993) 1395
- [Col95] M. Colonna, M. Di Toro et A. Guarnera
Signatures of spinoidal instabilities in multifragmentation patterns.
Envoyé à Nucl. Phys. A (1995)
- [Cop90] N. Copinet
Multidétecteur 4π INDRA. Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium.
Thèse, Université de Caen, 1990
- [Cug85] J. Cugnon
Collisions d'ions lourds à haute énergie. Aspects théoriques.
Ecole Joliot-Curie (1985) 91
- [Dea91] A. R. DeAngelis et A. Z. Mekjian
Models of nuclear fragmentation in heavy ions collisions.
Relativistic heavy ions physics.
L. P. Csernai et D. D. Strottman, World Scientific, 1991
- [Did71] E. Diday
Revue de statistique appliquée vol. XIX n. 2 (1971) 19
- [Dix63] W. R. Dixon
The (n,p) , (n,d) and (n,α) reactions induced by 14.6 MeV neutrons in CsI(Tl) scintillation crystals.
Nucl. Phys. **42** (1963) 27
- [Eco95] P. Ecomard
Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4π INDRA.
Thèse, Université de Caen, 1995
- [Fie92] D. E. Fields et al
Neck emission of intermediate-mass fragments in the fission of hot heavy nuclei.
Phys. Rev. Lett. **691** (1992) 3713

- [Fis67] M.E. Fisher
The theory of condensation and the critical point.
Phys. N.Y. **3** (1967) 255
- [Gob93] A. Gobbi et al.
A highly segmented ΔE -time of flight wall as forward detector of the 4π system for charged particles at the SIS/ESR accelerator.
Nucl. Instr. and Meth. **A324** (1993) 156
- [Gre87] G. Gregoire et al.
Semi-classical dynamics of heavy ion reactions.
Nucl. Phys. **A465** (1987) 317
- [Gro93] D.H.E. Gross
Multifragmentation.
Nucl. Phys. **A553** (1993) 175c
- [Hag75] G. B. Hagemann et al.
Nucl. Phys. **A245** (1975) 166
- [Hau52] H. Hauser et H. Feshbach
Phys. Rev. **87** (1952) 366
- [Hil75] J. C. Hill et al.
Effective cross sections for the $(n,2pn)$, $(n,2p)$ and $(n,3pn)$ reactions using intermediate energy neutrons.
Phys. Rev. **C12** (1975) 1978
- [Hir94] A. S. Hirsch
Is there a evidence for a liquid-gas phase transition in nuclear matter?
Contribution à Corinne II International Workshop on Multiparticle Correlations and Nuclear Reactions. Nantes, France, September 1994.
- [Jak90] B. Jakobsson et al.
On the observation of a transition from fusion to multifragmentation in high multiplicity ^{16}O induced reactions.
Nucl. Phys. **A509** (1990) 195
- [Kno89] G. F. Knoll
Radiation detection and measurement.
John Wiley 1989

- [Lan63] V. R. Langkan
Teilchentrennung mit szintillationszahlern und anwendung auf die messung von protonenspektren aus reaktionen von neutronen des energiebereichs 12 bis 22 MeV mit den kernen ^{38}K , ^{127}I und ^{133}Cs .
Zeit. Nat. **A18** (1963) 914
- [Leo87] W. R. Leo
Techniques for nuclear and particle physics experiments.
Springer-Verlag, New-York, 1987
- [Lle94] A. Lleres et al.
Deexcitation of primary projectile-like fragments in the reaction Ca+Cu at 35 MeV/A: Comparison with sequential binary decay and percolation models.
Phys. Rev. **C50** (1994) 1973
- [Lop93] O. Lopez et al.
Evidence for fast and simultaneous multifragmentation emission in central Kr+Au collisions at 60 MeV/A.
Phys. Letters **B 315** (1993) 34
- [Mor75] L. Moretto
Statistical emission of large fragments: a general theoretical approach.
Nucl. Phys. **A247** (1975) 211
- [Mor94] L. Moretto et al.
Are multifragment emission reducible to an elementary binary emission probability?
Preprint LBL-36344 (1994)
- [Mye66] W. Myers et V. Swiatecki
Nucl. Phys. **81** (1966) 1
- [Neg82] Negele
Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 912
- [Nor70] L. C. Northcliffe et R. F. Schilling
Nucl. Data Tables **7** (1970) 233
- [Ogi93] G. A. Ogilvie et al.
Multi-fragment events as a probe of nuclear disassembly.
Nucl. Phys. **A553** (1993) 271

- [Par91] W. E. Parker et al.
Charged particle evaporation from hot composite nuclei: evidence over a broad Z range distortion from cold nuclear profiles.
Phys. Rev. C **44** (1991) 774
- [Pha92] L. Phair et al.
Multifragment emission in Ar+Au and Xe+Au collisions. Percolation model.
Phys Lett. B (1992) 285
- [Pla94] E. Plagnol
A quantitative reconstruction of INDRA events.
Contribution à FIRST INDRA workshop. Caen, France, 1994
- [Pre86] W. H. Press et al.
Numerical recipes in FORTRAN: the art of scientific computing.
Cambridge University Press, 1986
- [Pou94] J. Pouthas et al.
INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL.
accepté par Nucl. Inst. and Meth. (1994)
- [Ran90] J. Randrup et B. Remaud
Fluctuations in one-body dynamics.
Nucl. Phys. A **514** (1990) 339
- [Rou93] P. Roussel-Chomaz et al.
Complex fragment production and multifragmentation in La induced reactions at 35, 40, 45 and 55 MeV/A.
Nucl. Phys. A **551** (1993) 508
- [Sau76] G. Sauer et al.
Thermal properties of nuclei.
Nucl. Phys. A **264** (1976) 221
- [Sie83] P. J. Siemmens
Nature **305** (1983) 410
- [Sob84] L. G. Sobotka et L. G. Moretto
Partitioning of nuclei.
Phys. Rev. C **31** (1984) 668

- [Sou90] R. T. de Souza et al.
The MSU miniball 4π fragment detection array.
Nucl. Instr. and Meth. **A295** (1990) 109
- [Sta71] H. E. Stanley
Phase transitions and critical phenomena.
Clarendon Press, Oxford 1971
- [Stau79] D. Stauffer
Scaling theory of percolation clusters.
Phys. Rep. **54** (1979)
- [Stau92] D. Stauffer
Introduction to percolation theory.
Taylor & Francis, London, Washintong, DC, 1992
- [Ste94] J. C. Steckmeyer et al.
The phoswich detector array of the forward ring of INDRA.
envoyé à Nucl. Instr. and Meth. (1994)
- [Str90] D. W. Stracener
Dwarf ball and dwarf wall: design, instrumentation and response characteristics of a 4π CsI(Tl) plastic phoswich multidetector system of light charged particles and intermediate mass fragments spectrometry.
Nucl. Inst. and Meth. **A294** (1990) 485
- [Sum90] K. Summerer et al.
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons.
Phys. Rev. **C42** (1990) 2546
- [Sur90] E. Suraud, S. Ayik, J. Stryjewski et M. Belkacem
The Boltzmann-Langevin equation and its applications to intermediate mass fragment formation.
Nucl. Phys. **A519** (1990) 171c
- [Van78] S. Y. Van der Werf
On the formalism of multiplicity measurements.
Nucl. Instr. and Meth. **A153** (1978) 221

- [Vio85] V. E. Viola et al.
Systematics of fission fragment total kinetic energy release.
Phys. Rev. **C31** (1985) 1550
- [Wad85] C. J. Wadington et P. S. Freier
Interactions of energetic gold nuclei in nuclear emulsions.
Phys. Rev. **C31** (1985) 888
- [Wei37] V.F. Weisskopf
Phys. Rev. **52** (1937) 295
- [Wes76] G. D. Westfall et al.
Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy ion collisions.
Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 175c
- [Wes85] G. D. Westfall et al.
A logarithmic detection system suitable for a 4π array.
Nucl. Instr. and Meth. **A238** (1985) 347
- [West77] L. Westerberg et al.
 γ -Ray multiplicities from nuclear reactions: theory, instrumentation and analysis.
Nucl. Instr. and Meth. **A145** (1977) 295
- [Wie93] J. P. Wieleczko, E. Plagnol et P. Ecomard
Building a tool for heavy ion collisions studies: the event generator GENEVE.
Contribution à II TAPS workshop, Guardamar, Spain 1993.

Résumé

L'étude des moments des distributions en charge des fragments produits lors d'une collision entre ions lourds peut nous apporter une signature d'un comportement critique de la matière nucléaire qui serait à l'origine du processus de multifragmentation. D'un point de vue expérimental, une telle étude exige la détection et l'identification en charge de toutes les particules émises lors de la désexcitation d'un noyau chaud. Les performances du détecteur INDRA nous ont permis de faire une très bonne identification de toutes ces particules à partir desquelles nous avons pu reconstituer le quasi-projectile primaire résultant des collisions binaires dans la réaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ à 50 MeV/A. Ceci nous a permis de sélectionner un échantillon d'événements pour lesquels on identifie un quasi-projectile qui conserve la presque totalité de sa charge initiale dans un large intervalle d'énergie d'excitation. L'analyse des caractéristiques des fragments émis pendant la désexcitation de ce quasi-projectile a mis en évidence l'existence d'un changement dans le mode de désexcitation. L'évolution des moments des distributions en charge a été reproduite par un modèle de percolation, ce qui nous permet d'interpréter ce changement en termes d'une transition de phase de la matière nucléaire. Finalement l'étude systématique en fonction de la taille initiale du quasi-projectile montre l'existence d'effets de taille finie du système dans le mode de désexcitation qui ne changent pas la signature de la transition.

Abstract

The study of moments of fragments charge distributions produced in heavy ions collisions can give us evidence of a critical behavior of nuclear matter which could explain the multifragmentation pattern. From an experimental point of view, in order to perform this study we must detect and identify the charge of all particles produced in the reaction. The capabilities of the INDRA detector have allowed us to identify all these particles and to reconstruct the initial projectile-like fragment coming from binary collisions in the reaction $\text{Xe}+\text{Sn}$ at 50 MeV/A. We have selected events where the initial projectile-like fragments conserve its total charge in a large range of excitation energy. The study of these fragment characteristics show clearly a change in the deexcitation pattern. The evolution of moments of the fragment charge distributions has been reproduced within a percolation model, in this sense we can interpret this change in the deexcitation pattern as a phase transition in nuclear matter. Finally the study of the deexcitation pattern as a function of the initial projectile-like fragment size shows the existence of finite-size effects. However, the signature of a phase transition remains independent on the projectile-like fragment size.

Mots-Clés

Physique Nucléaire, ions-lourds, Multifragmentation, détecteur INDRA, quasi-projectile, transition de phase, effets de taille finie.